www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

5e JAARGANG NUMMER 7 JULI 1940

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

AFGEGEVEN VERMOGEN EN VERVORMING VAN EINDVERSTERKERBUIZEN BIJ VERSCHILLENDE BELASTING

door A. J. HEINS van der VEN.

621.396.645.331.018.7

Daar de impedantie van een luidspreker vrij sterk varieert met de frequentie, is het niet voldoende om het bij een bepaalde vervorming afgegeven vermogen van een eindbuis alleen voor de optimale belastingsweerstand der buis te kennen. De invloed van de grootte en de fasehoek der belastingsimpedantie op het afgegeven vermogen, speciaal van eindpenthoden, vormt het onderwerp van dit artikel. De beteekenis der gemeten krommen voor de weergave wordt besproken. Het gedrag van de eindpenthode wordt vergeleken met dat van de eindtriode en eindtetrode. Tenslotte wordt de invloed van tegenkoppeling in een tweetal diagrammen gedemonstreerd.

Het vermogen, dat door een eindversterkerbuis, bijv. een eindpenthode, met een bepaalde vervorming kan worden afgegeven, hangt sterk af van de impedantie, waarmee de buis is belast. Men kan dit gemakkelijk inzien, wanneer men het geïdealiseerde I_a-V_a-diagram van een penthode beschouwt, *fig. 1*. Bij belasting van de buis met een weerstand R_a liggen de momenteele waarden v_a en i_a van de anodespanning resp. de anodestroom, zooals in een vroeger artikel is uiteengezet [1]), op een door het werkpunt I_a,V_a getrokken lijn met de helling $-1/R_a$ tegen de V_a-as: de belastingslijn. De op deze belastingslijn beschreven amplitude (bijv. eindpunten A en B op lijn a) hangt af van de grootte der roosterwisselspanning, en het afgegeven vermogen is evenredig met het oppervlak van de gearceerde driehoek. Zoolang nu de roosterwisselspanning voldoende klein is, vormt de trilling langs de belastingslijn een getrouw beeld hiervan. Op lijn a, die overeenkomt met een kleine belastingsweerstand, mag echter de amplitude van de zonder vervorming toe te laten anodewisselstroom niet grooter worden dan de waarde I_a van de anodegelijkstroom; analoog mag op lijn c voor een groote belastingsweerstand de amplitude van de anodewisselspanning niet grooter worden dan de anodegelijkspanning V_a. Varieert de roosterwisselspanning sterker dan met deze, in het diagram af te lezen, grenzen overeenkomt, dan zou het verloop van de anodestroom resp. -spanning in de toppen scherp afgesneden worden, dwz. er zou een sterke vervorming optreden. Het vervormingsvrij af te geven vermogen is dus bij kleine belastingsweerstand begrensd door de anodestroom en, zooals uit de bijbehoorende driehoek blijkt, gegeven door $\frac{1}{2} I_a^2 R_a$; bij groote belastingsweerstand is het vermogen begrensd door de

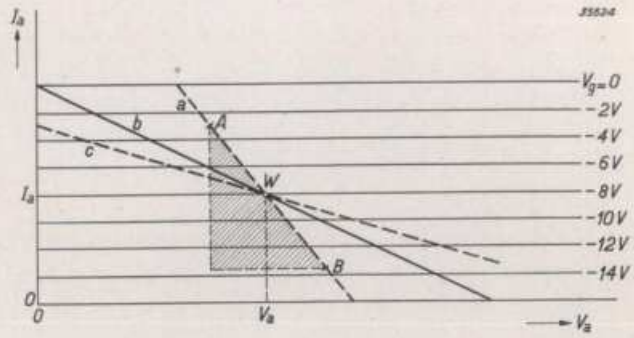


Fig. 1. I_a-V_a-diagram van een geïdealiseerde penthode. De lijnen a en c zijn belastingslijnen voor een kleine resp. groote belastingsweerstand R_a. De amplitude AB langs de belastingslijn wordt bepaald door de roosterwisselspanning, de gearceerde driehoek geeft het afgegeven vermogen. De weergave is vervormingsvrij, zoolang de amplitude van de anodewisselstroom (op lijn a) resp. de anodewisselspanning (op lijn c) niet grooter wordt dan de anodegelijkstroom I_a resp. de anodegelijkspanning V_a. Hierdoor is het afgegeven vermogen bij verschillende belastingsweerstanden begrensd. De grens ligt het hoogst voor de „optimale" belastingsweerstand $R_a = V_a/I_a$, lijn b.

[1]) A. J. Heins van der Ven, Het onderzoek van eindversterkerbuizen met behulp van de kathodestraalbuis, Philips techn. T. 5, 65, 1940. Fig. 3 en fig. 12 kwamen reeds in dat artikel voor. We onderstellen hier steeds, dat de eindbuis in een A-versterker-schakeling werkt, dwz. dat het werkpunt zoodanig gekozen wordt, dat de anodestroom bij de normale roosterspanningsamplituden nooit nul wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

anodespanning en gegeven door $^1/_2\, V_a^2/R_a$. Uit fig. 1 ziet men onmiddellijk, dat de grootst mogelijke waarde van het afgegeven vermogen verkregen wordt, wanneer $R_a = V_a/I_a$; anodewisselspanning en -stroom hebben dan beide hun maximale waarde en het afgegeven vermogen bedraagt $^1/_2\, V_a\, I_a$. Deze belastingsweerstand noemt men de optimale (R_{opt}); voor $R_a < R_{opt}$ is volgens het bovenstaande het maximale afgegeven vermogen evenredig met R_a, voor $R_a > R_{opt}$ is het omgekeerd evenredig met R_a. In *fig. 2* is dit verband tusschen vermogen en belastingsweerstand grafisch voorgesteld.

Om een eindbuis te kenmerken gebruikt men dikwijls het vermogen, dat de buis bij bepaalde vervorming in de genoemde optimale belastingsweerstand $R_{opt} = V_a/I_a$ kan afgeven. In de meeste practische gevallen echter is de eindbuis niet belast met de optimale weerstand, maar met een of meer luidsprekers, waarvan de impedantie in den regel vrij sterk varieert met de frequentie en bovendien een zekere fasehoek vertoont. Als voorbeeld is in *fig. 3* de grootte en fasehoek der impedantie van een normaal type luidspreker als functie van de frequentie weergegeven. Gezien dit feit, is het bij het beoordeelen van een eindbuis van belang om het verband tusschen afgegeven vermogen en vervorming ook bij andere belastingen dan de optimale te kennen.

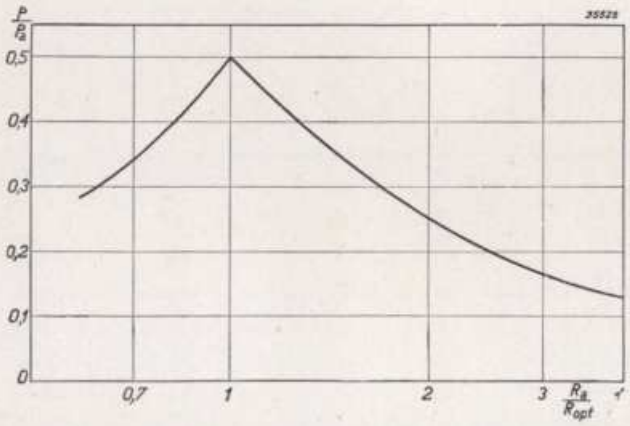


Fig. 2. Voor de ideale penthode is het vervormingsvrij af te geven vermogen maximaal $P = {}^1/_2\, I_a^2\, R_a$ bij belastingsweerstanden R_a kleiner dan de optimale R_{opt}, en maximaal $P = {}^1/_2\, V_a^2/R_a$ voor $R_a > R_{opt}$. Bij $R_a = R_{opt} = V_a/I_a$ is de grens $P = {}^1/_2\, I_a\, V_a = {}^1/_2\, P_a$.

Voor het geval van een ideale penthode hebben we hiervoor reeds de krommen van fig. 2 gevonden. Deze deelen het oppervlak van het geheele diagram in twee gebieden: in punten onder de grenslijn is er geen vervorming, in punten er boven echter wel. Bij een werkelijke penthode treedt geen dergelijke scherpe overgang op. Het I_a-V_a-diagram verschilt hierbij nl. van het geïdealiseerde o.a. daarin, dat de verschillende karakteristieken (V_g = const.) niet op onderling gelijke afstanden verloopen, zoodat reeds vervorming optreedt, vóórdat de bovengenoemde grenzen worden bereikt. In *fig. 4* ziet men, dat de stukken, die de opeenvolgende karakteristieken afsnijden op de belastingslijn, geleidelijk korter worden, hoe meer men zich naar beide zijden van het werkpunt verwijdert. Dit beteekent, dat in het verloop van anodewisselstroom en -spanning, bij zuiver sinusvormige roosterwisselspanning, harmonischen optreden. Deze vervorming zou men als functie van de amplitude langs de be-

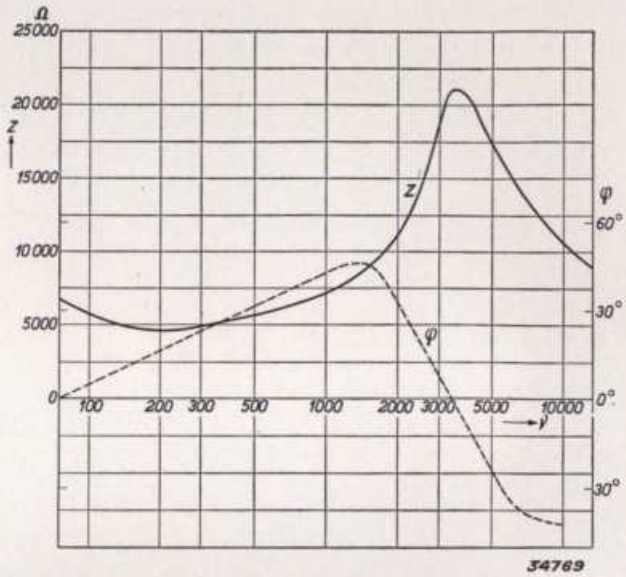


Fig. 3. Grootte Z en fasehoek φ der impedantie van een normale luidspreker als functie van de frequentie ν in per/sec. Zooals in ontvangtoestellen gebruikelijk is, werd parallel met de primaire wikkeling van de luidsprekertransformator een condensator van 2000 $\mu\mu$F geschakeld, die aansprakelijk is voor de daling der impedantie bij $\nu > 3000$ per/sec. Bij 1000 per/sec is Z ongeveer gelijk aan de optimale belastingsimpedantie der eindpenthode EL 3 (7000 ohm), terwijl bij 3000 per/sec Z op ongeveer de drievoudige waarde daarvan is gestegen.

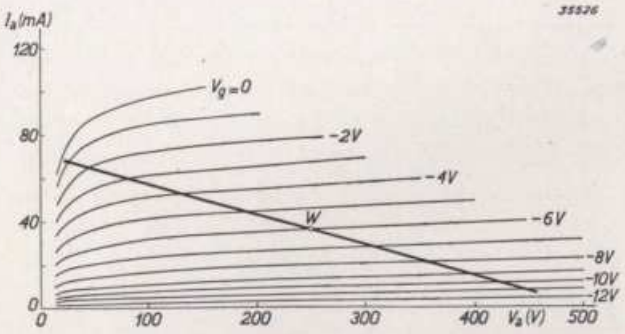


Fig. 4. Bij een werkelijke penthode is — in tegenstelling met het ideale geval — ook bij vermogens onder de in fig. 2 gegeven grens reeds een vervorming aanwezig. Deze wordt veroorzaakt, doordat de opeenvolgende karakteristieken stukken van ongelijke lengte op de belastingslijn afsnijden, waardoor harmonischen in de anodewisselstroom en -spanning optreden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

lastingslijn (dwz. van het vermogen) kunnen onderzoeken door de afgesneden stukken op de belastingslijn op te meten. Voor de practijk is deze methode echter te omslachtig en te onnauwkeurig. Het verdient de voorkeur, de grootheden in kwestie: vermogen en vervorming, direct te meten. Eenige resultaten van dergelijke metingen, hoofdzakelijk verricht aan eindpenthoden, zullen in dit artikel worden medegedeeld en besproken. Eerst echter willen we kort ingaan op de kwantitatieve maat, die voor de vervorming wordt gebruikt en de practisch toelaatbare grootte daarvan.

Definitie en toelaatbare waarde van de vervormingsfactor

Als maatstaf voor de vervorming van een wisselstroom wordt meestal gebruikt de „vervormingsfactor" D (distorsie), welke als volgt is gedefinieerd:

$$D = \sqrt{\frac{i_2^2 + i_3^2 + i_4^2 + \ldots}{i_1^2}} \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin is i_1 de als ingangssignaal toegevoerde, zuiver sinusvormige stroom en i_2, i_3, i_4, ... de stroomen van de verschillende, in het uitgangssignaal optredende, harmonischen. Soms wordt in de noemer $i_1^2 + i_2^2 + i_3^2 + \ldots$ geschreven in plaats van i_1^2. Voor de practijk, waar D meestal kleiner is dan 10%, maakt dit geen belangrijk verschil.

Gebruikt men de factor D als maatstaf voor de vervorming, dan zal de kwaliteit van de weergave des te beter moeten zijn, naarmate D kleiner is. Dit is in het algemeen in overeenstemming met de ervaring. Er zijn echter gevallen, waarin de weergave zeer slecht is, terwijl men toch slechts een kleine distorsie meet. Met name is dit het geval, wanneer verschijnselen met een discontinu karakter optreden. Wanneer bijv. aan de eindbuis van een versterker een roosterwisselspanning wordt toegevoerd, die in de toppen even positief wordt, dan gaat er op deze oogenblikken een roosterstroom vloeien; deze plotselinge belasting van de voorafgaande trap kan, wanneer deze er niet op berekend is, een vervorming tengevolge hebben, die veel hinderlijker is dan men uit de gemeten vervormingsfactor zou concludeeren.

Bij het werken met de factor D moet men er dus eerst zeker van zijn, dat geen discontinue verschijnselen optreden. In een compleet ontvangtoestel zal het zonder speciale hulpmiddelen soms moeilijk zijn om dit uit te maken. In een eenvoudige laagfrequent-versterker behoeft men slechts er voor te zorgen, dat in geen der buizen roosterstroom vloeit en dat de roosterwisselspanningen niet een zoodanige waarde krijgen, dat de anodespanning gedurende een gedeelte van de periode nul blijft (zie hierboven).

Hoe groot mag nu de factor D worden? Uit de door verschillende onderzoekers gevonden resultaten [2]) blijkt, dat het voor een goede weergavekwaliteit gewoonlijk voldoende is, wanneer de vervormingsfactor kleiner is dan 5%. In enkele zeer speciale gevallen moet men de eisch stellen, dat de vervormingsfactor niet meer dan 1 à 1,5% bedraagt [3]), terwijl voor de draaggolftelefonie, voor wetenschappelijke onderzoekingen en ijkingen (toongeneratoren) de vervorming slechts fracties van een procent mag bedragen.

Invloed van de grootte van de belastingsweerstand

In *fig. 5* is het voor de eindpenthode EL 3 gemeten verband tusschen afgegeven vermogen, vervorming en belasting grafisch voorgesteld. De krommen stellen het bij een bepaalde vervorming afgegeven vermogen voor als functie van de bebelastingsweerstand.(Er is voorloopig ondersteld, dat deze laatste de fasehoek $\varphi = 0°$ heeft.)

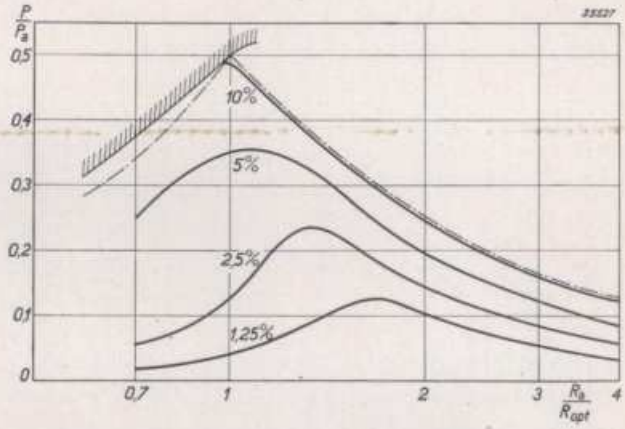


Fig. 5. Het afgegeven vermogen P van de eindpenthode EL 3 als functie van de belastingsweerstand R_a, met de vervormingsfactor D als parameter. Uitgezet zijn de onbenoemde getallen P/P_a en R_a/R_{opt} (de toelaatbare waarde van $P_a = I_a \cdot V_a$ is in dit geval 9 watt; R_{opt} = optimale belasting, in dit geval 7000 ohm). De streep-punt-lijnen geven de grenzen voor het vervormingsvrij afgegeven vermogen van een ideale penthode aan (fig. 2). Bij de gearceerd aangegeven lijn gaat roosterstroom vloeien.

Om het diagram beter vergelijkbaar te maken met soortgelijke diagrammen van andere buizen, is evenals in fig. 2 niet het vermogen P en de belastingsweerstand R_a zelf uitgezet, maar zijn de waarden hiervan betrokken op het vermogen $P_a = I_a V_a$, dat in de anode in warmte wordt omgezet zonder aan de buis toegevoerde rooster-

[2]) O.a. F. Massa, Proc. Inst. Rad. Eng. **21**, 682, 1933, en H. von Braunmühl en W. Weber, Akust. Z. **2**, 135, 1937.

[3]) H. G. Beljers, T. Ned. Radiogenootschap **6**, 115, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

wisselspanning, resp. op de in het begin reeds vermelde optimale belastingsweerstand R_{opt}. Ordinaten en abscissen zijn dus de onbenoemde getallen P/P_a resp. R_a/R_{opt}. De kromme met de parameterwaarde $D = 5\%$ representeert de hierboven genoemde grens voor „goede kwaliteit", terwijl verder nog de krommen voor $D = 1{,}25\%$, $2{,}5\%$ en 10% zijn aangegeven.

Tevens zijn in de figuur met streep-punt-lijnen aangegeven de grenskrommen van fig. 2, welke voor een geïdealiseerde penthode zouden gelden. Met behulp van deze krommen verkrijgt men een indruk, in hoeverre de beschouwde buis bij het ideale geval achterstaat.

Voert men een dusdanig groote roosterwisselspanning aan de buis toe, dat de geteekende grenslijn overschreden wordt, dan bevindt men zich in een gebied, waar de hinderlijkheid van de vervorming niet meer door D bepaald is, daar de anodestroom en -spanning min of meer discontinu afgesneden worden. Bij verdere vergrooting van de amplitude der roosterwisselspanning wordt deze tenslotte in de toppen positief, er treedt roosterstroom op. De grens van dit gebied is in fig. 5 gearceerd aangegeven.

De weergave van spraak en muziek; vergelijking van penthode en triode

Welke conclusies kunnen nu uit fig. 5 getrokken worden voor de weergave met de beschouwde eindpenthode? Wanneer de luisteraar het volume van de weergave wil opvoeren en dit op het gehoor af doet, dan zal hij hoogstens zoover gaan, dat bij de weergegeven muziek of spraak nog in geen enkel frequentiegebied een hinderlijke vervorming optreedt. Het gemiddelde niveau, dat op deze wijze ingesteld wordt, zal afhangen van de hoogte der voorkomende pieken in de muziek of spraak en van de verdeeling hiervan over de frequenties. Stel nl., dat de luidspreker de in fig. 3 voorgestelde impedantiekromme heeft. Dan behoort bij elke frequentie een bepaalde waarde van de belastingsweerstand (we zien voor deze beschouwingen nog af van de fasehoek der impedantie), dus bij elke belastingsweerstand in het diagram fig. 5 moet het gemiddelde niveau zoover onder de theoretische grenslijn of onder de lijn met de hoogste toelaatbare vervorming liggen, als door de hier voorkomende pieken wordt vereischt. Bij welke waarde van R_a (welke frequentie) deze beperking het ernstigste is, zal afhangen van het frequentiespectrum van het weergegeven geluid en van het verloop van de lijn voor de toelaatbare vervorming.

Het gemiddelde niveau kan dan, algemeen gesproken, des te hooger gelegd worden, naarmate de lijnen D = const. hooger verloopen, met name naarmate de grenslijn, waar discontinue verschijnselen gaan optreden, hooger ligt. Bij de optimale belasting ligt deze grens voor de EL 3 ongeveer bij $P/P_a = 0{,}5$, zie fig. 5. Bedenkt men, dat een gemiddeld niveau van 0,2 watt reeds een zeer behoorlijk geluidsvolume voorstelt, en dat hieraan bij de genoemde 9 watt-penthode de lijn $P/P_a = 0{,}022$ beantwoordt, dan ziet men, dat er voor de pieken nog een zeer groote marge aanwezig is.

Ter vergelijking is in *fig. 6* een overeenkomstig diagram weergegeven voor de eindtriode AD 1 (gecombineerd met een EF 6 als voorversterkerbuis). Hier wordt het vermogen bij belastingsweerstanden, grooter dan de optimale, scherp begrensd door het optreden van roosterstroomen (dus niet zoo zeer

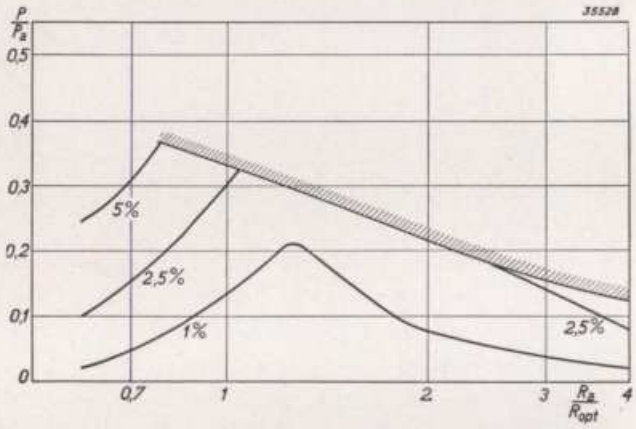


Fig. 6. Overeenkomstig diagram als fig. 3 voor de eindtriode AD 1 (gecombineerd met de voorversterkerbuis EF 6). Het vermogen wordt scherp begrensd door het optreden van roosterstroomen. De grens voor $R_a = R_{opt}$ ligt lager dan bij de eindpenthode.

door de vervormingsfactor). De grens ligt ongeveer op hetzelfde niveau als de kromme $D = 5\%$ voor de genoemde eindpenthode (fig. 5); speciaal voor de optimale belasting ligt zij bij $P/P_a = 0{,}32$, dus aanzienlijk lager dan de theoretische grens bij de penthode. Het verschil in de wijze, waarop het vermogen begrensd wordt, brengt een voor de practijk belangrijk voordeel der penthode mede. Stel, dat men het geluid op het gehoor afgaande op het juist toelaatbaar volume heeft ingesteld. In het geval van de penthode heeft het oor hiertoe bijv. de kromme $D = 5\%$ als criterium gebruikt, die bij de tijdens het instellen waargenomen grootste intensiteit niet werd overschreden. Wordt nu naderhand de intensiteit grooter, dan wordt het geluid wel iets sterker vervormd, maar er is nog een geleidelijke overgang tot het niveau, waarbij discontinue verschijnselen en daarmee zeer storende vervorming optreedt. Bij de triode daarentegen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

heeft het oor bij het instellen reeds van het criterium gebruik moeten maken, dat bij de grootste waargenomen intensiteit geen roosterstroomen begonnen te vloeien. Wordt hier naderhand de intensiteit nog grooter, bijv. in fortissimo-passages der muziek, dan kan een plotselinge zeer hinderlijke vervorming het resultaat zijn.

Vergelijking van eindpenthode en eindtetrode

Het feit, dat in fig. 5 de krommen in het gebied $R_a > R_{opt}$ min of meer evenwijdig verloopen aan de grenslijn, waarop de amplitude v_a der anodewisselspanning de maximale waarde V_a heeft, wijst er op, dat hier bij D = const. ook bij benadering v_a = const., dwz. dat de vervorming hier in hoofdzaak wordt bepaald door de anodewisselspanning en minder door de grootte van de belastingsimpedantie. In *fig. 7*, waarin v_a is uitgezet als functie

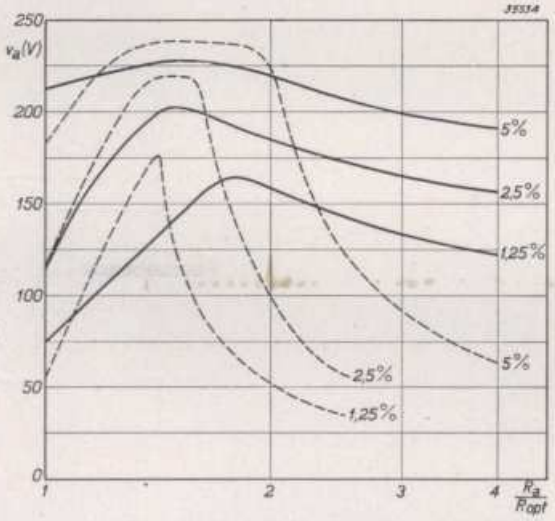


Fig. 7. In het gebied $R_a > R_{opt}$ wordt de vervorming van een eindpenthode in hoofdzaak bepaald door de anodewisselspanning v_a. De hier geteekende krommen v_a bij constante vervorming loopen derhalve over een groot stuk vrijwel evenwijdig aan de R_a-as. De gestippelde krommen hebben betrekking op een eindtetrode, die zich klaarblijkelijk geheel anders gedraagt.

van R_a/R_{opt} voor verschillende waarden van D, komt dit nog duidelijker tot uitdrukking. Aan de hand van het I_a-V_a-diagram is dit gedrag gemakkelijk te begrijpen: verandert men in fig. 4 de helling van de belastingslijn een weinig, van de optimale naar grootere waarden van R_a, dan blijft de amplitude, die langs de belastingslijn kan worden beschreven, zonder dat gebieden van sterk afwijkende dichtheid der V_g-krommen worden geraakt, in eerste benadering ongewijzigd. Interessant is in dit opzicht een vergelijking der penthode met een tetrode. Zooals in het aangehaalde artikel [1]) reeds kort werd aangestipt, kan bij tetroden (ook bij de moderne, meer op penthoden lijkende uitvoeringen hiervan) de secundaire emissie van de anode naar het schermrooster niet geheel worden onderdrukt. Hierdoor treden knikken in de I_a-V_a-krommen op, zie bijv. *fig. 8*. Teekent men in een dergelijk diagram

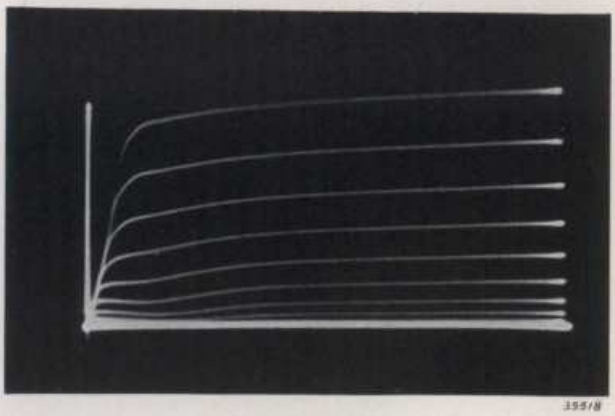


Fig. 8. I_a-V_a-diagram van een tetrode.

de belastingslijn voor $R_a = R_{opt}$, dan constateert men, dat bij een draaiïng van de lijn (vergrooting van R_a) de op de lijn door de V_g-krommen afgesneden stukken snel zeer ongelijk kunnen worden, zie *fig. 9*. De vervorming neemt dan bij gelijke amplitude langs de lijn (amplitude v_a) zeer snel met R_a toe, of omgekeerd voor eenzelfde vervorming moet de amplitude v_a der anodewisselspanning zeer veel kleiner worden. De gestippelde krommen in fig. 7 laten dit duidelijk zien.

Invloed van de fasehoek der belastingsimpedantie

In het hierboven behandelde werd steeds ondersteld, dat de belastingsimpedantie een zuivere weerstand is, zoodat tusschen anodestroom en -spanning geen faseverschuiving optreedt (rechte belastingslijn). Uit de kromme in fig. 3 bleek echter,

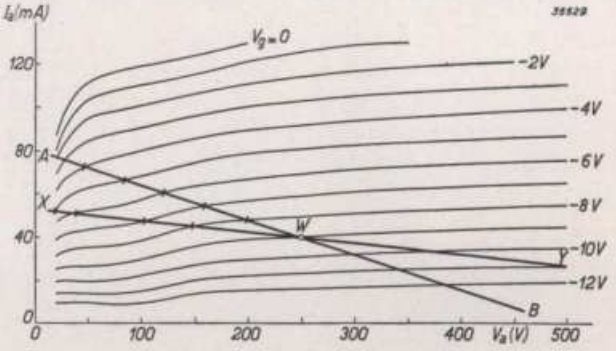


Fig. 9. Belastingslijnen voor $R_a = R_{opt}$ (lijn AB) en voor $R_a = 3 \cdot R_{opt}$ (lijn XY) in het I_a-V_a-diagram van een eindtetrode. De lijn AB wordt door de opeenvolgende krommen V_g = const. in ongeveer gelijke stukken verdeeld, dus anodestroom en -spanning verloopen vrijwel lineair (of althans volgens een weinig gekromde lijn) met de roosterwisselspanning. Bij de lijn XY echter zijn de afgesneden stukken zeer ongelijk van grootte: van het werkpunt W uitgaande komt in de richting WX eerst een groot stuk, dan een veel kleiner stuk, dan weer een grooter stuk en tenslotte weer een klein stuk; de anodestroom en -spanning verloopen hier zeer onregelmatig met de roosterwisselspanning en een sterke vervorming is het gevolg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dat in de practijk wel degelijk met een faseverschuiving moet worden gerekend. Geeft men de faseverschuiving φ achtereenvolgens bepaalde waarden en meet telkens het afgegeven vermogen als functie van de grootte Z der impedantie, met de vervorming D als parameter, dan krijgt men weer een diagram als fig. 5, waarbij nu echter elke kromme D = const. uiteenvalt in een stel krommen voor verschillende waarden van φ.

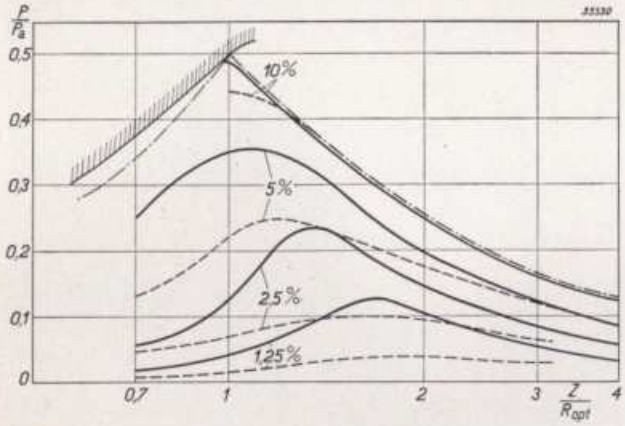


Fig. 10. Afgegeven vermogen van de eindpenthode EL 3 als functie van de belastingsimpedantie Z, waarbij voor elke waarde van de vervorming D een belasting met een fasehoek $\varphi = 0°$ (getrokken krommen) en met een fasehoek $\varphi = 45°$ (gestippelde krommen) is onderzocht. De faseverschuiving tusschen anodestroom en -spanning blijkt een nadeelige invloed op het af te geven vermogen te hebben.

In *fig. 10* is een dergelijk diagram weergegeven. De metingen zijn wederom gedaan aan de eindpenthode EL 3, waarbij in de anodekring een serieschakeling van een zelfinductie en een weerstand was opgenomen, terwijl de vervorming van de stroom hierin werd gemeten. De faseverschuiving bedroeg hierbij $\varphi = 45°$ (gestippelde krommen), resp. $\varphi = 0°$ (getrokken krommen). Deze laatste krommen zijn dus dezelfde als in fig. 5. Er is niet het ware vermogen $^1/_2 i_a v_a \cos \varphi$, maar het schijnbare vermogen $^1/_2 i_a v_a$ uitgezet. Daardoor is de ideale grenskromme voor alle waarden van φ dezelfde en komt in de verkregen krommen alleen de invloed der buiseigenschappen (niet die van de arbeidsfactor) tot uitdrukking.

De figuur leert, dat bij een faseverschuiving het met een bepaalde vervorming af te geven vermogen aanzienlijk achteruitgaat. Dit kan als volgt verklaard worden. De vervorming is in hoofdzaak toe te schrijven aan een tweede en derde harmonische in de anodewisselstroom, en we hebben hierboven reeds gezien, dat het optreden hiervan zich weerspiegelt in het ongelijk worden der stukken, welke de opeenvolgende karakteristieken V_g = const. in het I_a-V_a-diagram afsnijden op de belastingslijn. Geschiedt nu het korter-worden der stukken op gelijke wijze aan weerskanten van het werkpunt, zooals bij een rechte belastingslijn met een helling nabij de optimale bij benadering het geval is, dan blijft de anodewisselstroom symmetrisch, dwz. bevat geen tweede harmonische. In *fig. 11*, waar de vervorming tengevolge van de tweede en derde harmonische alsmede de totale vervorming als functie van de belastingsweerstand is uitgezet, ziet men duidelijk, dat door dit verdwijnen van de tweede harmonische in de buurt van de optimale belasting ook de totale vervorming hier een minimum bereikt. Is nu de belasting geen zuivere weerstand, maar heeft de belastingsimpedantie een zekere fasehoek, dan is de belastingslijn niet recht maar ellipsvormig, zie *fig. 12* (zonder vervorming zou het een zuivere ellips zijn). Onafhankelijk van de helling der as van deze ellips (grootte van Z) bevinden zich nu de gebieden, waar de snijpunten met de karakteristieken dicht op elkaar komen te liggen, steeds op gedeelten van de ellips, die niet symmetrisch ten opzichte van het werkpunt liggen. In dit geval blijft dus de tweede harmonische en daarmee ook de totale vervorming steeds een aanzienlijke waarde houden (fig. 11, gestippelde krommen). De krommen, die het afgegeven vermogen bij constante vervorming toonen, zullen dus lager liggen dan in het geval zonder faseverschuiving.

Tegenkoppeling

Door toepassing van tegenkoppeling kan, zooals

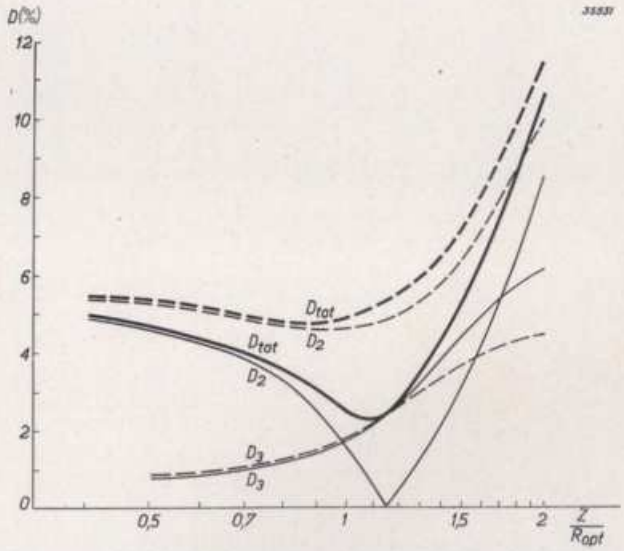


Fig. 11. De vervormingsfactor der eindpenthode EL 3 is bij constant gehouden roosterwisselspanning gemeten als functie van de grootte der belastingsimpedantie, en wel is zoowel de totale vervorming D_{tot} opgenomen alsook afzonderlijk de vervorming D_2 en D_3 tengevolge van de tweede resp. derde harmonische. De getrokken krommen slaan op het geval, dat de belastingsimpedantie de fasehoek $\varphi = 0°$ heeft; in de buurt van $Z = R_{opt}$ verdwijnt hierbij de tweede harmonische. De gestippelde krommen gelden voor $\varphi = 45°$; hier is D_2 nooit nul, derhalve is D_{tot} steeds grooter dan voor $\varphi = 0°$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

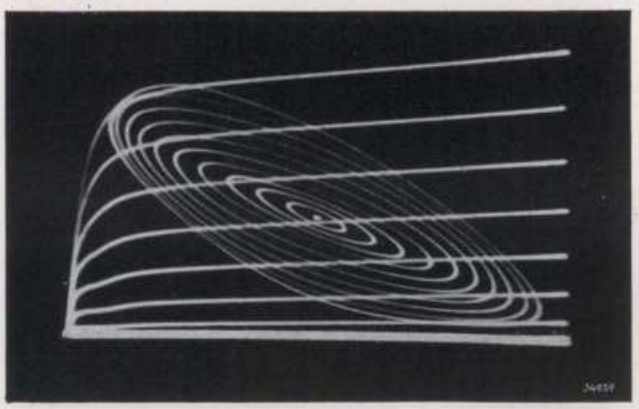


Fig. 12. Bij een faseverschuiving tusschen de anodestroom en -spanning wordt de belastingslijn in het I_a-V_a-diagram (bij sinusvormige roosterwisselspanning) een, min of meer vervormde, ellips rondom het werkpunt; de helling van de as der ellips is gegeven door de grootte Z der belastingsimpedantie. In deze opname werd de amplitude der roosterspanning in gelijke stapjes gevarieerd.

in dit tijdschrift reeds herhaaldelijk is besproken [4]), de vervorming van de weergave worden verminderd. Dit beteekent, dat in fig. 5 en 10 de krommen D = const. alle naar hoogere vermogens worden verschoven. Tevens blijkt hierbij echter de invloed van de fasehoek voor een belangrijk gedeelte te worden opgeheven, zoodat de krommen voor $\varphi = 45°$ veel minder achterstaan bij die voor $\varphi = 0°$. Reeds bij de geringe tegenkoppeling, welke wordt verkregen door het achterwege laten van de condensator, die normaal parallel is geschakeld aan de kathodeweerstand van de eindbuis, is een en ander duidelijk te zien, zooals uit *fig. 13* blijkt. Van de versterking der eindtrap wordt bij deze tegenkoppeling ongeveer de helft opgeofferd.

Een meer gebruikelijke vorm van tegenkoppeling is die, waarbij van het luidspreker- of anodecircuit der eindbuis een spanning wordt teruggevoerd

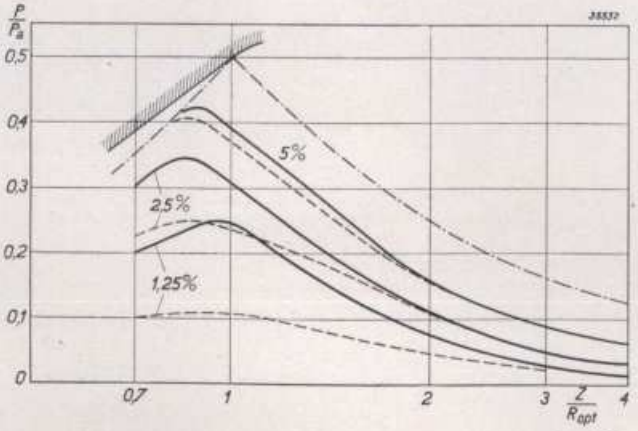


Fig. 13. Overeenkomstig diagram als fig. 10, voor dezelfde eindbuis, bij toepassing van een zeer lichte tegenkoppeling. De krommen voor een bepaalde vervorming liggen hooger dan zonder tegenkoppeling en de invloed van de fasehoek is geringer.

[4]) Zie bijv. B. D. H. Tellegen, Philips techn. T. **2**, 289, 1937.

naar het rooster van de voorversterkerbuis. Deze terug te voeren spanning kan evenredig met de luidsprekerstroom (stroomtegenkoppeling) of met de luidsprekerspanning (spanningstegenkoppeling) gemaakt worden, door haar van een weerstand in serie ofwel parallel met de luidspreker af te nemen. *Fig. 14* geeft het vervormingsdiagram van de EL 3, gecombineerd met de voorversterkerbuis EBC 3, onder toepassing van een „viervoudige" spanningstegenkoppeling. Hiermee is bedoeld, dat de versterking tot op $^1/_4$ van de waarde zonder tegenkoppeling wordt teruggebracht. Men ziet, dat bij deze, nog betrekkelijk zwakke, tegenkoppeling het vermogen bij een bepaalde vervorming belangrijk grooter is geworden, terwijl tevens een faseverschuiving nu vrijwel geen invloed meer heeft. Het nog overblijvende verschil in vermogen bij $\varphi = 0°$ en $\varphi = 45°$ heeft bij deze spanningstegenkoppeling zelfs het omgekeerde teeken als in het geval zonder tegenkoppeling.

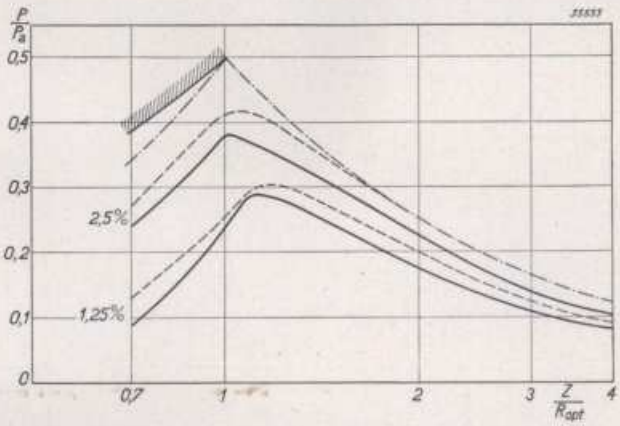


Fig. 14. Overeenkomstig diagram als fig. 10 en 13, bij toepassing van een viervoudige spanningstegenkoppeling. De krommen liggen nog weer hooger dan in fig. 13, en het verschil voor $\varphi = 0°$ en $\varphi = 45°$ heeft zelfs van teeken gewisseld.

Behoeft men, zooals in dit geval, geen rekening te houden met de invloed van een faseverschuiving, dan kan men uit de bovenstaande beschouwingen rechtstreeks conclusies trekken omtrent de onderlinge aanpassing van luidspreker en eindbuis. Het belangrijkste frequentiegebied, dwz. waarin de belangrijkste bijdrage tot de totale geluidsintensiteit wordt geleverd, ligt in het algemeen in de omgeving van 1000 per/sec. Men zal dus zorgen, dat de absolute waarde der luidsprekerimpedantie in dit frequentiegebied tennaastebij overeenstemt met de optimale belastingsweerstand der eindpenthode. Zooals men ziet, is dus de luidspreker met de in fig. 3 weergegeven impedantiekromme goed aangepast bij de penthode EL 3, waarvan de optimale belastingsweerstand 7000 ohm bedraagt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

HET GEBRUIK VAN SELEENVENTIELEN IN GELIJKRICHTERS

door D. M. DUINKER.

621.314.634

Door het gevaar van doorslag resp. van oververhitting worden grenzen gesteld aan de spanning resp. stroom, waarop een sperlaagventiel mag worden belast. Deze grenzen worden in dit artikel speciaal voor de door Philips vervaardigde seleenventielen afgeleid met behulp van de dynamische karakteristieken der ventielen. De toelaatbare topspanning in de sperperiode bedraagt 35 V. Hieruit volgt de toelaatbare transformatorspanning in diverse gelijkrichterschakelingen. De toelaatbare gelijkstroom kan, voor verschillende vormfactoren, uit een grafiek worden afgelezen; hij bedraagt 4,4 tot 6,6 A voor seleenventielen van 90 cm² werkzaam oppervlak, met koelplaten. De serie- en parallelschakeling van ventielen wordt besproken. Uit de eigenschappen der ventielen (tegen-EMK en weerstand) kan de uitwendige karakteristiek van de gelijkrichter worden afgeleid. Dit wordt aan de hand van voorbeelden toegelicht, waarna één toepassingsvoorbeeld numeriek wordt behandeld.

De bouw en de werking van sperlaagventielen, in het bijzonder de door Philips vervaardigde seleenventielen, is reeds eerder in dit tijdschrift behandeld [1]). Daar deze ventielen, vergeleken bij kwikkathodebuizen en gloeikathodebuizen, het voordeel bieden, dat zij geenerlei toezicht in het bedrijf behoeven en ten allen tijde bedrijfsklaar zijn, zijn zij bij uitstek geschikt voor toepassing in gelijkrichters voor het voeden van telefoonnetten en andere signaalinstallaties. Daarnaast wordt ook in gelijkrichters voor allerlei andere doeleinden, zooals het laden van accubatterijen, het galvanisch verchromen, enz., in toenemende mate van sperlaagventielen gebruik gemaakt.

Bij het ontwerpen van een gelijkrichter gaat men er van uit, dat deze een bepaalde stroom en spanning moet kunnen leveren. Het aantal ventielen, dat voor het verwerken hiervan noodig zal zijn, wordt bepaald door de maximale spannings- en stroomwaarden, die voor één ventiel toegelaten mogen worden. In het onderstaande zullen we de seleenventielen in dit opzicht nader beschouwen, en meer in het algemeen hun toepassing in verschillende gelijkrichterschakelingen bespreken.

Om de beperkingen duidelijk te maken, die aan de spanning en de stroom van een sperlaagventiel worden opgelegd, herinneren we aan de constructie dezer ventielen. Zij zijn opgebouwd uit een halfgeleider en een metaal, waartusschen zich een dun isoleerend laagje, de sperlaag, bevindt (*fig. 1*). Een dergelijk samenstel heeft de eigenschap, dat een electrische stroom in de richting van het metaal naar de halfgeleider („sperrichting") een grootere weerstand ondervindt dan in de omgekeerde richting („doorlaatrichting"). Bij de seleenventielen wordt als halfgeleider een op een metalen grondplaat aangebrachte laag selenium gebruikt. Door een warmtebehandeling ontstaat op het vrije oppervlak hiervan de sperlaag; hierop wordt tenslotte als metaal een legeering uitgespreid, waarvan het smeltpunt lager moet zijn dan dat van selenium. Een of meer toevoerdraden zijn aan deze metaallaag gesoldeerd, terwijl een tweede contact met de grondplaat is verbonden.

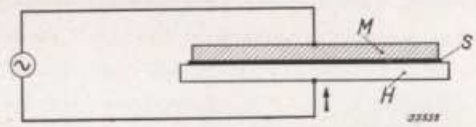


Fig. 1. Schema van een sperlaagventiel. *M* metaal, *S* isolator (sperlaag, met een dikte van de orde van grootte 10^{-5} cm), *H* halfgeleider. De pijl geeft de doorlaatrichting aan.

De grenzen voor de belasting van het ventiel worden nu gesteld door het feit, dat bij te hooge spanning een doorslag van de sperlaag optreedt, terwijl bij te hooge stroomsterkte een te sterke verwarming, met name een smelten van de gebruikte legeering plaats vindt. Hoewel geen van deze beide verschijnselen het onmiddellijk onbruikbaar worden van het ventiel tengevolge behoeft te hebben, zal het toch duidelijk zijn, dat zij zoveel mogelijk voorkomen dienen te worden.

De stroom-spannings-karakteristiek

De genoemde grenzen voor de stroom en de spanning zullen in hetgeen volgt afgeleid worden met behulp van de stroom-spannings-karakteristiek van het ventiel, die in principe in *fig. 2* is weergegeven. In het ideale geval is de weerstand in de doorlaatrichting nul en in de sperrichting oneindig, dwz. de ideale karakteristiek valt samen met de naar boven en links gaande coordinatenassen. In werkelijkheid vloeit ook in de sperrichting een kleine

[1]) W. Ch. van Geel, Sperlaaggelijkrichters, Philips techn. T. 4, 104, 1939. We reserveeren in dit artikel de benaming „gelijkrichters" voor een geheele installatie en duiden het afzonderlijke gelijkrichtende schakelelement steeds aan met „ventiel".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

stroom; deze „lekstroom" neemt met toenemende spanning eerst heel langzaam, van een bepaalde spanning af echter zeer snel toe, hetgeen er op wijst, dat bij geringe verdere verhooging der spanning

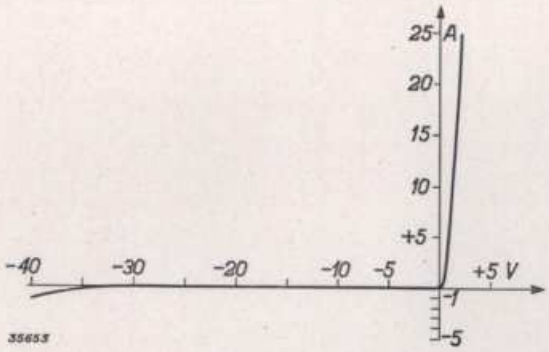


Fig. 2. Stroom-spannings-karakteristiek van een seleenventiel. In het ideale geval valt de karakteristiek samen met de naar links en boven gaande coordinatenassen.

doorslag zal optreden. Deze spanning kan als toelaatbare grenswaarde worden genomen. Verder wijkt de karakteristiek ook in de doorlaatrichting van de ideale af, doordat de weerstand niet geheel nul wordt; de dientengevolge als warmte in het ventiel verloren gaande energie veroorzaakt de vermelde temperatuurstijging, die met de stroomsterkte toeneemt. Kent men het (door de koeling bepaalde) verband tusschen de verliezen in het ventiel en de temperatuurverhooging, dan kan men de toelaatbare verliezen en daaruit op nog nader te bespreken wijze met behulp van de stroom-spannings-karakteristiek de toelaatbare stroomsterkte bepalen.

We hebben hier steeds van „de" karakteristiek gesproken en men zal geneigd zijn, hierbij te denken aan een verband, dat door achtereenvolgens aanleggen van verschillende spanningen en telkenmale meten van de stroom wordt verkregen. De door een dergelijke „statische" karakteristiek aangegeven stroomwaarden kunnen echter aanzienlijk verschillen van de in het bedrijf optredende. Bij het aanleggen van een spanning in de sperrichting bereikt nl. de stroom slechts langzaam een eindwaarde [2]), die — nog daargelaten haar geringe reproduceerbaarheid — zeker niet zal overeenstemmen met de bij het aanleggen van een snel wisselende spanning optredende momenteele waarde. Ook de karakteristiek voor de doorlaatrichting verloopt bij statische meting anders dan tijdens het bedrijf van het ventiel, waarbij steeds doorlaat- en spertoestanden elkaar afwisselen. Het is dus noodzakelijk, de karakteristiek op te nemen aan ventielen, die zich zooveel mogelijk in normale bedrijfscondities bevinden. Het aangewezen hulpmiddel daartoe is de kathodestraaloscillograaf, waarmede de gewenschte „dynamische" karakteristiek (verband tusschen de oogenblikswaarden [3]) van stroom en spanning) onmiddellijk zichtbaar gemaakt kan worden. De schakeling, die hiervoor wordt gebruikt, is in *fig. 3* weergegeven. Op te merken valt hierbij, dat het niet doenlijk is om de karakteristiek voor de sper- en de doorlaatrichting gelijktijdig op te nemen. Wil men nl. de afwijkingen van het ideale verloop, om welke het hier te doen is, op een behoorlijke schaal zichtbaar maken, dan heeft men voor de sperrichting, waar de spanningen groot en de stroomen klein zijn, een kleine schaal voor de spanning en een groote voor de stroom noodig, en voor de doorlaatrichting juist andersom. Het is derhalve practisch gewenscht, de twee gedeelten der karakteristiek afzonderlijk op te nemen. De wijze, waarop dit geschiedt, is in het onderschrift van fig. 3 nader toegelicht.

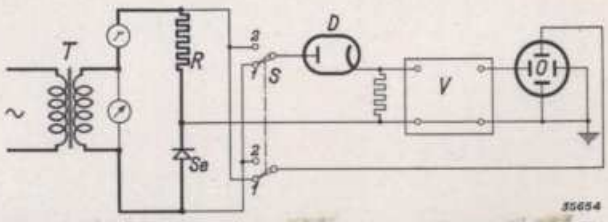


Fig. 3. Schakeling voor het opnemen der dynamische karakteristiek van seleenventielen. Het ventiel *Se* wordt gevoed uit de transformator *T* en belast met de (inductievrije) weerstand *R*. Sper- en doorlaatkarakteristiek kunnen niet tegelijk worden opgenomen, daar hiervoor geheel verschillende schalen gewenscht zijn. Voor de doorlaatkarakteristiek wordt de schakelaar *S* op *1* gezet. Hierbij wordt aan de verticaal afbuigende platen van de kathodestraaloscillograaf *O* de spanning op *R* toegevoerd, zoodat de verticale afbuiging evenredig met de ventielstroom is. De ventielspanning wordt, nadat de diode *D* de groote spanningspieken in de sperrichting heeft onderdrukt, in de versterker *V* versterkt en aan de horizontaal afbuigende platen gelegd. — Voor de sperkarakteristiek zet men *S* in stand *2*. De (groote) sperspanning op *Se* ligt nu rechtstreeks aan de platen voor verticale afbuiging, de spanningsval langs *R* wordt via de diode *D* aan *V* toegevoerd. De diode laat nu alleen de kleine spanning aan de weerstand *R* door, die veroorzaakt wordt door de lekstroom; de horizontale afbuiging is dus evenredig met de lekstroom. — Door eenige ventielen (bijv. zes) in serie te schakelen, kan men voor het verkrijgen van een behoorlijke beeldgrootte met een 5 à 10 voudige versterking in *V* volstaan. Men meet dan een gemiddelde karakteristiek der zes ventielen.

Toelaatbare spanning

In *fig. 4* zijn een tweetal aan een Philips seleenventiel opgenomen karakteristieken voor de sperrichting afgebeeld, die bij verschillende temperaturen van het ventiel werden verkregen. Bij

[2]) Zie het in noot [1]) aangehaalde artikel.

[3]) Het is duidelijk, dat dit verband tot op zekere hoogte van de frequentie der voor het meten gebruikte wisselspanning moet afhangen, want bij voldoend lage frequenties moet het geleidelijk overgaan in de statische karakteristiek. De in dit artikel gebruikte karakteristieken hebben betrekking op frequenties van omstreeks 50 per/sec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

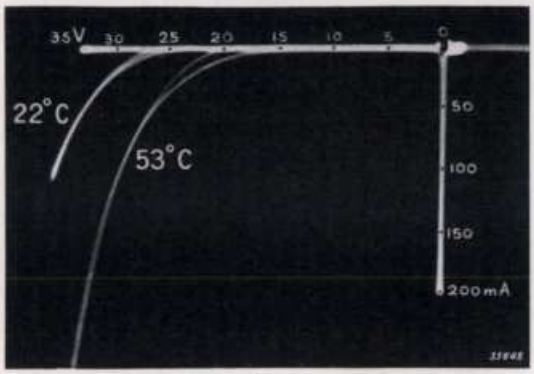


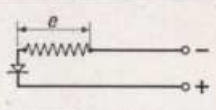
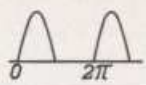
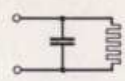
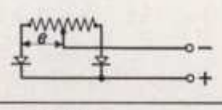
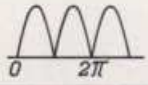
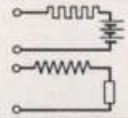
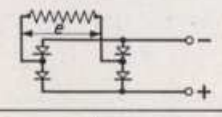
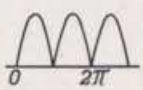
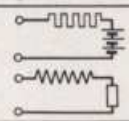
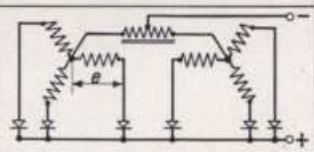
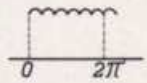
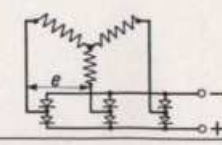
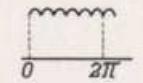
Fig. 4. Sperkarakteristieken van een seleenventiel met een werkzaam oppervlak van 90 cm², bij verschillende temperaturen.

hoogere temperatuur blijkt de „lekweerstand" af te nemen. De spanning echter, waarbij de lekstroom plotseling zeer sterk gaat toenemen en waarboven dus gevaar voor doorslag van de sperlaag dreigt, blijkt voor alle temperaturen ongeveer dezelfde te zijn; zij bedraagt ongeveer 35 à 40 V. De topwaarde van de op het ventiel staande wisselspanning mag dus tot ongeveer 35 volt worden opgevoerd, hetgeen voor sperlaagventielen een zeer hooge waarde te noemen is.

Uit de toelaatbare topwaarde kan nu worden afgeleid, op welke spanning de ventielen in diverse gelijkrichterschakelingen aangesloten mogen worden. In *tabel I* is voor een aantal gebruikelijke gelijkrichterschakelingen (kolom *A*) aangegeven, welke verhouding tusschen de topspanning op elk ventiel en de effectieve transformatorspanning *e* bestaat (kolom *C*; voor wat met *e* bedoeld is, zie de schetsen). Hieruit volgt, dat voor de schakelingen *1*, *2* en *4* de toelaatbare spanning $e = 12{,}5$ V bedraagt, en $e = 25$ V voor de schakelingen *3* en *5*. Daar de toelaatbare topwaarde van 35 V niet overschreden moet worden, doet men goed, de grens voor de nominale transformatorspanning nog een factor, gelijk aan de verhouding van hoogste voorkomende tot nominale netspanning, lager te stellen.

Indien de gevraagde gelijkspanning het toepassen van hoogere wisselspanningen *e* vereischt, moet men overgaan tot het in serie plaatsen van een aantal, bijv. *s* ventielen. Hadden deze alle precies dezelfde sperkarakteristiek, dan zou op alle ventielen de-

Tabel I

	A	B	C	D	E	F
1			$2\sqrt{2}$	$n=$ 1		$f=$ 2 à 2,5
2			$2\sqrt{2}$	2		ca.2 ca.$\sqrt{2}$
3			$\sqrt{2}$	2		ca.2 ca.$\sqrt{2}$
4			$2\sqrt{2}$	6		$\sqrt{3}$
5			$\sqrt{2}$	3		$\sqrt{3}$

35639

In kolom *A* zijn eenige veel gebruikte gelijkrichterschakelingen aangegeven: *1* is de eenvoudigste, éénfasige schakeling, *2* de tweefasige sterpuntschakeling, *3* de tweefasige Grätzschakeling (waarbij de wisselspanning in beide periodehelften wordt gelijkgericht), *4* een zesfasige gelijkrichter met zg. interfase-transformator, *5* de driefasige Grätzschakeling. Kolom *B* toont het verloop der gelijkgerichte spanning. In kolom *C* staat de verhouding tusschen de topspanning, die bij nullast op één ventiel komt te staan, en de effectieve transformatorspanning (*e*). Van de kolommen *D*-*F* wordt eerst verderop in het artikel gebruik gemaakt. *D* geeft het aantal stroombijdragen, dat aan elke aansluitklem bijeenkomt en dat men gemakkelijk in de schetsen van kolom *A* kan aftellen, kolom *E* een paar veel voorkomende soorten van belasting, *F* de hierbij optredende globale waarden van de vormfactor *f* der ventielstroomen. Bij een grooter aantal fasen, zooals in de schakelingen *4* en *5*, hangt de vormfactor niet zoo sterk van de belasting af.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zelfde sperspanning komen te staan, daar door alle dezelfde lekstroom loopt. In werkelijkheid treedt echter steeds een zekere spreiding in de eigenschappen der ventielen op, zoodat de totale sperspanning zich min of meer ongelijkmatig over de in serie geschakelde ventielen zal verdeelen. Om deze ongelijkmatigheid binnen nauwe grenzen te kunnen houden, worden bij de fabricage de ventielen in groepen gesorteerd: in elke groep vertoont de lekstroom, gemeten bij een bepaalde aangelegde spanning, hoogstens een bepaalde afwijking van een gemiddelde, voor de groep kenmerkende waarde. Door nu slechts ventielen van eenzelfde groep in serie te schakelen, kan in het ongunstigste geval één der s ventielen een ca. 18% hoogere spanning te dragen krijgen dan de totale spanning, gedeeld door s. Deze spanning moet onder de toelaatbare waarde van 12,5 resp. 25 V blijven. De toelaatbare transformatorspanning e, waarop de s ventielen in serie veilig aangesloten mogen worden, is dus $0{,}85 \cdot s \cdot 12{,}5$ V (resp. $0{,}85 \cdot s \cdot 25$ V).

Een bijzonderheid doet zich nog voor, wanneer een seleenventiel afwisselend op verschillende spanningen wordt gebruikt. De sperkarakteristiek is nl. niet onveranderlijk, maar varieert al naar de grootte van de gemiddelde sperspanning: hoe lager deze is, hoe kleiner de lekweerstand [4]). De variatie geschiedt bij verlagen van de spanning zeer langzaam (de verandering wordt pas na eenige dagen merkbaar), bij verhoogen van de spanning daarentegen betrekkelijk snel (in eenige minuten). Het gevolg is, dat een ventiel, dat dagen lang op een lage spanning gewerkt heeft (bijv. op minder dan $^1/_4$ van de maximaal toelaatbare) en dan plotseling op een veel hoogere spanning wordt aangesloten, tijdelijk een abnormaal groote lekstroom vertoont. Na enkele minuten echter is de karakteristiek aangepast en de lekstroom tot de gewone waarde gedaald.

Toelaatbare stroomsterkte

Om de grens voor de gelijkstroom te vinden, die een ventiel kan leveren, moeten we, zooals reeds werd gezegd, de verliezen in het ventiel nader onderzoeken. Deze zijn samengesteld uit twee gedeelten: het verlies w_d, veroorzaakt door de weerstand, die de in doorlaatrichting vloeiende (nuttige) stroom ondervindt; en het verlies w_s, dat door het vloeien van de lekstroom in de spertoestand ontstaat. Het sperverlies w_s blijkt in het normale bedrijf slechts 5 of 10% van het doorlaatverlies w_d te bedragen. We zullen derhalve eerst alleen het laatste beschouwen.

Verliezen in de doorlaatrichting

Het in het ventiel gedissipeerde vermogen w_d kan voor ieder oogenblik berekend worden als product van stroom i en spanning v_d. Het gemiddelde wattverlies $\overline{w_d}$ vinden we door w_d over één periode T van de voedende wisselspanning te integreeren en de uitkomst door T te deelen:

$$\overline{w_d} = \frac{1}{T}\int_0^T i \cdot v_d \, dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nu wordt v_d als functie van i gegeven door de dynamische karakteristiek voor de doorlaatrichting, die we in *fig. 5*, voor drie verschillende temperaturen

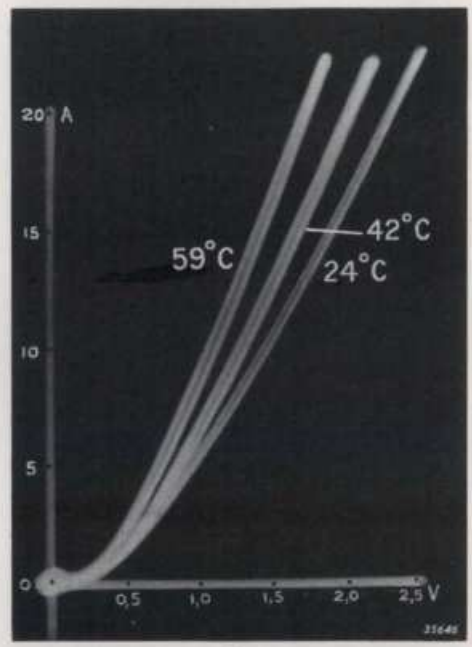


Fig. 5. Doorlaatkarakteristieken van een seleenventiel (90 cm² werkzaam oppervlak) bij verschillende temperaturen.

opgenomen, afbeelden. Voor een bepaalde temperatuur en niet te kleine stroomen kan de karakteristiek met voldoende nauwkeurigheid voorgesteld worden door de vergelijking:

$$v_d = v_0 + i \cdot r, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin de van de stroom onafhankelijke grootheden v_0 en r respectievelijk opgevat kunnen worden als „tegen-EMK" en als weerstand van het ventiel. *Fig. 6* laat zien, hoe v_0 en r uit de oscillografisch opgenomen karakteristiek bepaald worden; in het geteekende voorbeeld is $v_0 = 0{,}9$ V, $r = 0{,}07$ ohm (dit laatste cijfer geldt voor een seleenventiel

[4]) Een dergelijk verschijnsel doet zich ook voor bij electrolytische condensatoren. Zie W. Ch. van Geel en A. Claassen, Philips techn. T. **2**, 68, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

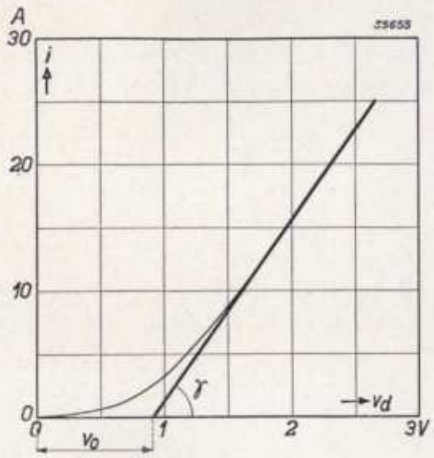


Fig. 6. De doorlaatkarakteristiek kan voor niet te kleine stroomamplituden benaderd worden door een rechte lijn: het ventiel bezit als het ware een tegen-EMK v_0 en een weerstand r ($=$ ctg γ).

van ongeveer 90 cm² werkzaam oppervlak; v_0 is onafhankelijk van dit oppervlak, r omgekeerd evenredig er mee).

Uit (1) en (2) volgt:

$$\overline{w_d} = v_0 \cdot \frac{1}{T}\int_0^T i\,dt + r \cdot \frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt = v_0\,\bar{i} + r\,i_{\text{eff}}^2 \quad . \quad (3)$$

Hierin is $\bar{i}$ de gemiddelde waarde, i_{eff} de effectieve waarde van de door het ventiel gelijkgerichte stroom. Men kan (3) nog iets eenvoudiger schrijven, wanneer men de verhouding tusschen i_{eff} en $\bar{i}$, de zg. vormfactor f invoert, die eenigszins als kenmerk voor de vorm van het stroomverloop te beschouwen is [5]):

$$\overline{w_d} = v_0\,\bar{i} + r f^2 \bar{i}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

In *fig. 7* is dit verband tusschen wattverlies en gelijkstroom grafisch voorgesteld voor verschillende

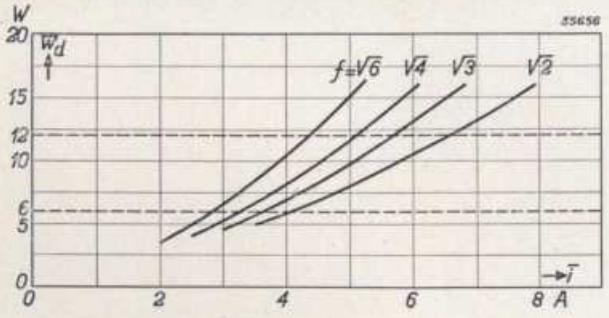


Fig. 7. Wattverlies $\overline{w_d}$ in doorlaatrichting, als functie van de gemiddelde gelijkstroom $\bar{i}$, berekend volgens formule (4) voor verschillende waarden van de als parameter optredende vormfactor f.

[5]) De vormfactor is steeds grooter dan 1 en ligt meestal tusschen 1,4 en 2,5; voor afgeplatte krommen is hij lager dan voor spitse krommen.

vormfactoren f. Hierbij zijn voor v_0 en r de getallen van het voorbeeld fig. 6 genomen.

Toelaatbare dissipatie in het ventiel

Met welke gelijkstroom $\bar{i}$ mag nu een ventiel belast worden? Hiertoe moeten we het verband kennen tusschen de verliezen in het ventiel en de temperatuurverhooging, die zij veroorzaken. Dit verband, dat natuurlijk van de wijze van koeling van het ventiel afhangt, is experimenteel bepaald en in *fig. 8* weergegeven, voor ventielen *a*) zonder

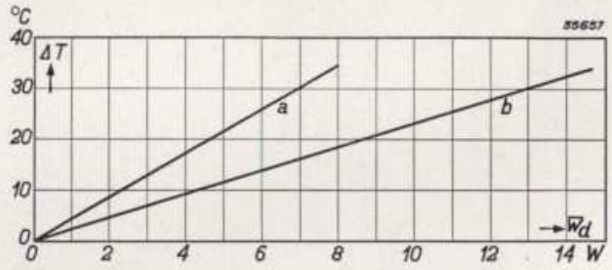


Fig. 8. Temperatuurstijging ΔT van een op normale wijze gemonteerd seleenventiel (90 cm² werkzaam oppervlak) als functie van het gedissipeerde vermogen; *a*) zonder koelplaten, *b*) met koelplaten (aluminium, 20 × 20 cm, 2 mm dik).

speciale voorzieningen voor de koeling, en *b*) met koelplaten (zie *fig. 9*). De toe te laten temperatuur der ventielen is met een behoorlijke veiligheidsmarge op 65 °C vastgesteld. Bij zoodanige opstelling, dat de langs de ventielen strijkende lucht niet door andere warmtebronnen vóórverwarmd is, kan in niet-tropische landen met een maximale begintemperatuur van 35 °C gerekend worden, zoodat de temperatuurstijging door de verliezen 30 °C mag bedragen. Volgens fig. 8 beantwoordt hieraan een verlies van 13 W bij gebruik van koelplaten, resp. 7 W zonder de koelplaten. Uit deze grenzen voor het toelaatbare verlies $\overline{w_{d_{\max}}}$ vindt men de toelaatbare gelijkstroom $\bar{i}$ door het ventiel, bij verschillende stroomvormen (vormfactoren f), door het snijpunt der in fig. 7 geteekende krommen met de lijn $\overline{w_d} = \overline{w_{d_{\max}}}$ (deze lijn komt in werkelijkheid nog iets lager te liggen dan 7 resp. 13 W, zooals we straks zullen zien).

De waarden van v_0 en r, waardoor het verloop der krommen in fig. 7 bepaald is, hangen nog vrij sterk van de temperatuur af, zooals trouwens reeds uit het aanzienlijke verschil der drie karakteristieken in fig. 5 te concludeeren was. Wegens deze temperatuurafhankelijkheid — in *fig. 10* zijn de grenzen aangegeven, waartusschen de voor verschillende ventielen nogal uiteenloopende waarden van v_0 en r kunnen liggen — gelden de krommen van fig. 7 feitelijk slechts voor één temperatuur, die men kunstmatig, door bij elke $\bar{i}$ andere koelingscondities te scheppen, aan het ventiel zou moeten opdringen. De beschreven wijze om de toelaatbare waarde van $\bar{i}$ te bepalen, levert het juiste resultaat, wanneer de krommen spe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

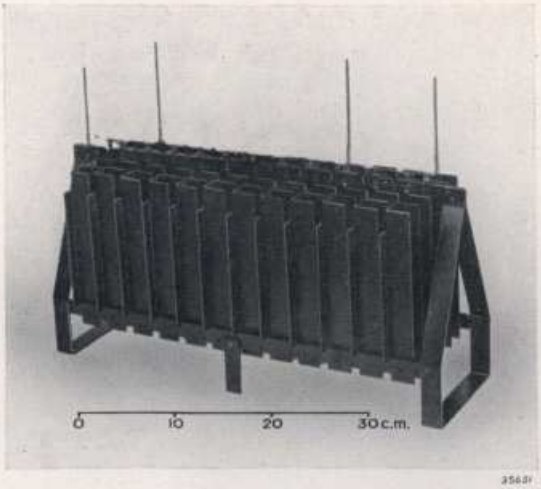


Fig. 9*a*. Ventielen (met koelplaten) van een Grätz-gelijkrichter volgens tabel I, 3. Op de plaats van elk ventiel in die schakeling bevindt zich een groep van drie in serie geschakelde seleenventielen van 90 cm² oppervlak; dus $s = 3$, $p = 1$. Hiermede kunnen 21 cellen van een loodaccu in serie geladen worden, met een maximale laadstroom van 10 A.

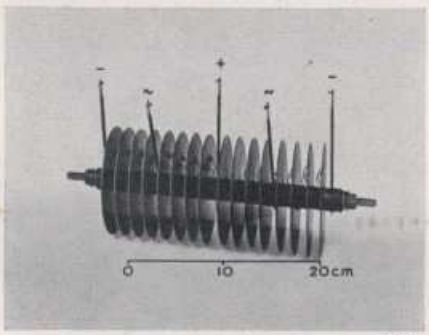


Fig. 9*b*. Ventielen (zonder koelplaten) van een soortgelijke Grätz-gelijkrichter, echter met $s = 4$, $p = 1$. Hiermede kunnen 28 loodcellen in serie met maximaal 6,5 A geladen worden.

ciaal voor de temperatuur 65 °C geteekend zijn: immers, deze temperatuur wordt met de in het bedrijf aanwezige koelingscondities juist bij een dissipatie $\overline{w_d}_{max}$ bereikt.

De voor het teekenen van onze fig. 7 gekozen waarden van v_0 en r zijn iets grooter, dan zij bij 65 °C ooit voorkomen (zie fig. 10). Bij kleinere waarden van v_0 en r zal $\overline{w_d}$ volgens (4) eerst bij een grootere $\overline{i}$ de waarde $\overline{w_d}_{max}$ bereiken. De uit fig. 7 bij $\overline{w_d}_{max}$ afgelezen toelaatbare gelijkstroomwaarden liggen dus aan de veilige kant.

Verliezen in de sperrichting

Aan deze beschouwingen moet nu nog een correctie aangebracht worden wegens het energieverlies w_s tengevolge van de lekstroom. Hiervoor geldt een overeenkomstige vergelijking als (1):

$$\overline{w_s} = \frac{1}{T}\int_0^T i_l \cdot v_s \, dt, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

waarbij i_l de lekstroom en v_s de sperspanning is. Het verloop van i_l als functie van v_s is gegeven door de sperkarakteristiek (fig. 4). Deze is niet zoo gemakkelijk in formule te brengen als de doorlaatkarakteristiek, het is derhalve eenvoudiger de oogenblikswaarden $w_s = i_l v_s$ als functie van de tijd uit te zetten en grafisch of planimetrisch te integreeren.

Beschouwen we eerst de toestand van nullast, dan is de sperspanning v_s op ieder oogenblik gegeven door de open spanning van de transformator, het verloop van v_s is dus voor elke schakeling bekend; in *fig. 11* is bijv. het verloop van v_s weergegeven voor de schakeling 5 in tabel I (zg. driefasige Grätz-schakeling). Hieruit is met behulp van de sperkarakteristiek het verloop van de lekstroom i_l met de tijd te construeeren. Men kan natuurlijk het verloop van i_l ook rechtstreeks met behulp van een oscillograaf opnemen (*fig. 12*). Door de oogenblikswaarden van v_s en i_l met elkaar te vermenigvuldigen vindt men het verloop van het sperverlies w_s (zie fig. 11), waarvan door integratie de gemiddelde waarde $\overline{w_s}$ te bepalen is. In het voorbeeld van fig. 11 wordt bij $e = 25$ V (de maximaal toelaatbare spanning) $\overline{w_s} = 1{,}3$ watt gevonden. In het geval $e = 21$ V vindt men

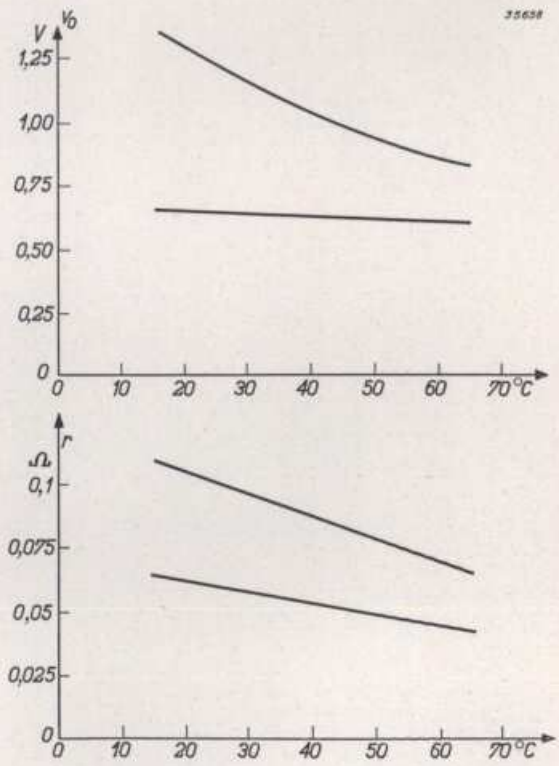


Fig. 10. Tegen-EMK v_0 en weerstand r van seleenventielen als functie van de temperatuur; de waarden van r gelden voor 90 cm² werkzaam oppervlak (v_0 is onafhankelijk hiervan). De onderste en bovenste kromme geven ongeveer de uiterste waarden aan, die voorkomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

slechts $\overline{w_s} = 0{,}6$ W. Het groote verschil is uit het sterk versneld aangroeien van de lekstroom bij de hoogste toelaatbare spanningen (fig. 4) goed te begrijpen.

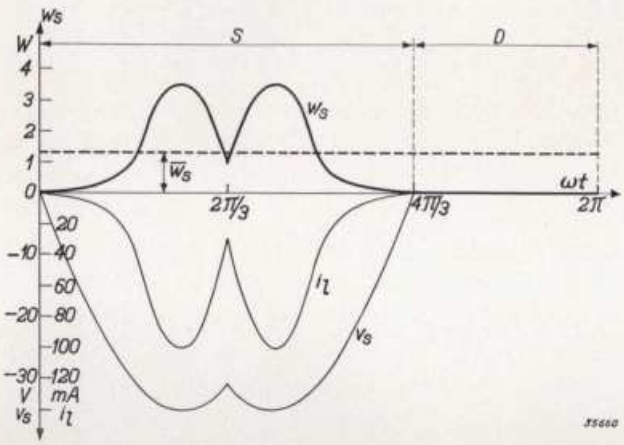


Fig. 11. Verloop van de sperspanning v_s op een ventiel in de driefasige Grätz-schakeling (5 in tabel I). Hieruit is met behulp van de sperkarakteristiek (fig. 4) het verloop van de lekstroom i_l, en door vermenigvuldiging van v_s met i_l het verloop van het gedissipeerde vermogen w_s geconstrueerd; $\overline{w_s}$ is de gemiddelde waarde van dit wattverlies. S sperinterval, D doorlaatinterval.

Bij belasting van de gelijkrichter wordt het sperverlies kleiner dan bij nullast, tengevolge van het spanningsverlies, dat de belastingstroom in de transformator, in de juist in doorlaatperiode zijnde ventielen en in eventueele vóór de ventielen geschakelde impedanties veroorzaakt (hierop komen we straks nog terug). We gaan derhalve volkomen veilig, wanneer we voor de sperverliezen tijdens het bedrijf een waarde van bijv. $\overline{w_s} = 1$ W in rekening brengen. Door dit vermogen af te trekken van de uit fig. 8 gevonden toelaatbare dissipatie krijgen we tenslotte, bij een luchttemperatuur van hoogstens 35 °C, als toelaatbaar verlies in de doorlaatrichting $\overline{w_{d\max}} = 12$ W (met koelplaten) resp. 6 W (zonder koelplaten).

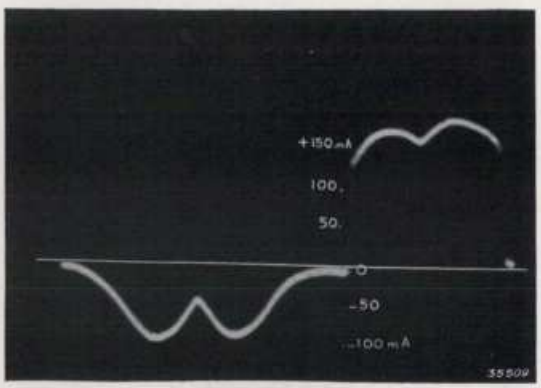


Fig. 12. Oscillogram van de lekstroom voor het in fig. 11 behandelde geval. De kromme stemt goed overeen met het in fig. 11 weergegeven geconstrueerde verloop.

De te verkrijgen gelijkstroom

Met deze waarden $\overline{w_{d\max}}$ vinden we nu in fig. 7 als toelaatbare gelijkstroom $\bar{i}_{\max}$ voor een ventiel van 90 cm² oppervlak, al naar gelang de vormfactor f ($\sqrt{6} > f > \sqrt{2}$), een waarde tusschen 4,4 en 6,6 A (met koelplaten) resp. tusschen 2,8 en 4,1 A (zonder koelplaten). De totale gemiddelde stroom $\bar{I}$, die een gelijkrichter volgens één der schakelingen in tabel I kan leveren, wordt gevonden door $\bar{i}_{\max}$ te vermenigvuldigen met het aantal stroombijdragen n, dat zich aan + of — klem naar de uitwendige leiding vereenigt. Dit aantal, dat men in de schetsen van kolom A gemakkelijk aftelt, is in kolom D van tabel I aangegeven; in kolom F vindt men eenige globale waarden, die de vormfactor f kan hebben bij de desbetreffende schakeling en de in kolom E geschetste soorten van belasting.

Heeft men een gelijkstroom $I > n\,\bar{i}_{\max}$ noodig, dan moet men in de plaats van elk ventiel in de gebruikte schakeling p ventielen parallel schakelen. Op analoge wijze als bij het in serie schakelen van ventielen moet hier rekening gehouden worden met een ongelijkmatigheid in de verdeeling van de stroom over de p ventielen. Ook hier wordt de ongelijkmatigheid beperkt, door de ventielen bij de fabricage in groepen te sorteeren, waarin het spanningsverlies v_d, bij een bepaalde stroom i gemeten, hoogstens een bepaald percentage van een gemiddelde waarde afwijkt. Schakelt men alleen ventielen van eenzelfde groep parallel, dan moet in het ongunstigste geval één van de p ventielen een ca. 18% hoogere stroom opnemen dan de totale stroom, gedeeld door p. Door dit gelijk aan het toelaatbare maximum te stellen, vindt men, dat de met p ventielen te verkrijgen stroom bedraagt: $0{,}85 \cdot p \cdot \bar{i}_{\max}$.

Er dient hier nog te worden opgemerkt, dat de uit fig. 7 afgeleide toelaatbare gelijkstroom geldt voor seleenventielen in continu bedrijf. Bij intermitteerende belasting kunnen, daar de beperking alleen een temperatuurkwestie is, hoogere waarden toegelaten worden; dan is ook de warmtecapaciteit van het ventiel van invloed.

Het hierboven vermelde verschijnsel van een tijdelijk verminderde „lekweerstand", bij overschakelen van een seleenventiel op hooge spanning na een lange bedrijfsperiode op lage spanning, brengt ook een tijdelijke verhooging van het sperverlies met zich mede. In zoo'n geval is het dus raadzaam, ter vermijding van oververhitting, met het overgaan op volle stroombelasting eenige minuten te wachten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De uitwendige karakteristiek van gelijkrichters

We hebben in het bovenstaande aangetoond, hoe men uit de maximaal toelaatbare sperspanning op een ventiel de transformatorspanning afleidt, waarop een bepaalde schakeling van ventielen aangesloten kan worden. Hoe hoog moet nu echter de transformatorspanning gekozen worden om de benoodigde gelijkspanning te verkrijgen? Hiervoor moet nog het spanningsverlies in de geheele kring, en met name dat in de ventielen zelf, in rekening gebracht worden. Dit spanningsverlies, en daarmede de verkregen gelijkspanning, varieert met de gelijkgerichte stroom (verg. 2). Voor vele toepassingen zal het van belang zijn om het verband tusschen de geleverde gelijkspanning en de afgegeven gelijkstroom te kennen. Dit verband, de zg. uitwendige karakteristiek, kan door voorschakelen van geschikte impedanties worden beinvloed en aangepast bij het doel, waarvoor de gelijkrichter wordt gebezigd.

We zullen een en ander aan een paar voorbeelden toelichten.

Driefasige Grätz-schakeling

Bij de gelijkrichterschakeling *fig. 13a* (Nr. 5 van tabel I) worden de drie gekoppelde spanningen van een driefasennet zoowel in de positieve als negatieve periodehelft gelijkgericht, zoodat aan de uitgangsklemmen een gelijkspanning met zesfasige rimpel ontstaat (fig. 13*b*). Elk der zes sinus-kapjes heeft de top $e_0 = e\sqrt{2}$ en de breedte $\pi/3$, zoodat de gemiddelde gelijkspanning wordt:

$$\overline{U}_0 = 6 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\pi/3}^{2\pi/3} e_0 \sin \omega t \, \mathrm{d}(\omega t) = \frac{3}{\pi} e_0 \quad . \qquad (6)$$

Deze uitdrukking geldt voor het geval, dat de eventueele tegen-EMK van de belasting op geen enkel oogenblik grooter is dan U_0. Zou dat wèl het geval zijn, dan zou het juist aan de beurt zijnde ventiel zich in spertoestand bevinden in plaats van doorlaattoestand, en we zouden niet over het volle sinus-kapje moeten integreeren. Sluiten we dit geval uit, dwz. is de tegen-EMK steeds kleiner dan $e_0 \sin \pi/3$, dan zou uit (6) volgen, dat de gelijkspanning onafhankelijk is van de stroom $\overline{I}$. Hierbij is echter nog geen rekening gehouden met het inwendige spanningsverlies in de ventielen. (Het spanningsverlies in de transformator moge hier buiten beschouwing blijven.)

Op de plaats van elk ventiel in fig. 13*a* kan zich een groep van p parallel geschakelde takken van elk s ventielen in serie bevinden. Waar voor elk ventiel de vergelijking (2) geldt, is gemakkelijk in te zien, dat het verband tusschen de momenteele waarde van de spanning v aan en de stroom i door zulk een groep wordt gegeven door

$$v = s \left(v_0 + i \frac{r}{p} \right) , \quad \cdots \cdots \quad (7)$$

waarin v_0 en r de gemiddelde tegen-EMK en weerstand van één ventiel zijn. In de schakeling fig. 13*a* doorloopt de gelijkstroom steeds twee ventielgroepen in serie en veroorzaakt daarin een spanningsverlies ter grootte $\Delta U = 2\,s\,(v_0 + I\,r/p)$. De gemiddelde gelijkspanning is dus in werkelijkheid:

$$\overline{U} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(e_0 \sin \omega t - \Delta U \right) \mathrm{d}(\omega t) =$$

$$= \overline{U}_0 - 2s \left(v_0 + \frac{r}{p} \overline{I} \right) = \left(\frac{3}{\pi} e_0 - 2\, s v_0 \right) - 2 \frac{sr}{p} \overline{I}.$$

$$\cdots \cdots \quad (8)$$

In fig. 13*c* is dit verband weergegeven. De gelijkrichter gedraagt zich — wat afgegeven gelijkstroom

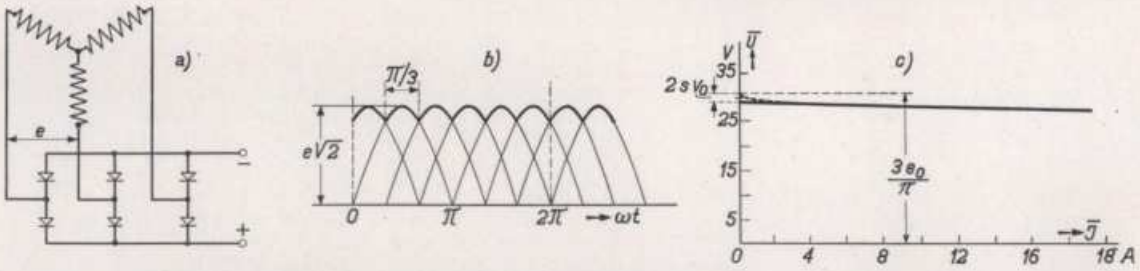


Fig. 13 *a*) Gelijkrichter in driefasige Grätz-schakeling (5 in tabel I).
b) De geleverde gelijkspanning bestaat uit zes sinuskapjes met de top $e_0 = e\sqrt{2}$ ter breedte $\pi/3$. De laagste voorkomende spanningswaarde is $e_0 \sin \pi/3$.
c) Uitwendige karakteristiek: gemiddelde gelijkspanning U als functie van de gemiddelde afgegeven gelijkstroom I. Voor de ventielen is $v_0 = 0{,}6$ V en $r = 0{,}05$ ohm ondersteld. Transformatorspanning $e = 22{,}5$ V.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

en gelijkspanning betreft — als een spanningsbron met de EMK $3e_0/\pi - 2\,sv_0$ en de inwendige weerstand $2\,sr/p$ (wanneer we de weerstand van transformator en geleidingen verwaarloozen).

De fig. 13*c* is op schaal geteekend voor het geval $p = 1$, $s = 1$, $v_0 = 0{,}6$ V, $r = 0{,}05$ ohm, $e = 25$ V. Zooals reeds uit fig. 6 bleek, is echter de gebruikte benaderingsformule (2) en (7) voor de dynamische doorlaatkarakteristiek der ventielen slechts bij voldoend hooge stroomsterkte toe te passen, bijv. $i > 7$ A in die figuur (algemeener: bij een stroomdichtheid > ongeveer 80 mA/cm²). Bij kleinere stroomen is het spanningsverlies in het ventiel slechts vloeien kan, zoolang $e_0 \sin \omega t > U_t$. Is R_t de totale weerstand van de kring, dan wordt de oogenblikswaarde van de stroom gegeven door

$$I = \frac{e_0 \sin \omega t - U_t}{R_t} \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

De gemiddelde laadstroom vindt men door integratie:

$$\bar{I} = 2 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} I \, \mathrm{d}(\omega t),$$

waarbij α het tijdstip aangeeft, waarop $I = 0$ wordt, dus $\sin \alpha = U_t/e_0$.

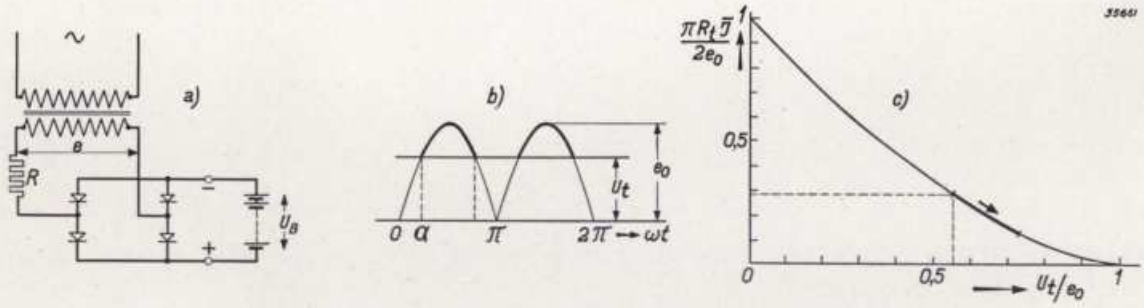


Fig. 14 *a*) Laadgelijkrichter in éénfasige Grätz-schakeling (*3* in tabel I). De vóórschakelweerstand R, waarmee de laadstroom tot de gewenschte waarde wordt teruggebracht en waarvan de vereischte grootte in de tekst berekend wordt, kan zoowel aan de wisselstroomzijde geplaatst worden (zooals hier aangegeven) als ook aan de gelijkstroomzijde. Eerstgenoemde schakeling heeft het voordeel, dat in het bedrijf als sperspanning aan de ventielen niet de volle transformatorspanning $e_0 \sin \omega t$ optreedt, maar deze spanning verminderd met het spanningsverlies in R; hierdoor wordt ook de lekstroom kleiner.
b) Verloop van de gelijkgerichte spanning. Laadstroom wordt alleen afgegeven op tijdstippen, waarop $e_0 \sin \omega t$ grooter is dan de tegen-EMK U_t in de kring (in hoofdzaak is dit de spanning der te laden batterij).
c) Laadkarakteristiek (verband tusschen gemiddelde laadstroom $\bar{I}$ en tegen-EMK U_t (batterijspanning). Uitgezet zijn de onbenoemde getallen $\bar{I}\,\pi\,R_t/2e_0$ en U_t/e_0. Eischt men, dat bij een toename der tegen-EMK in de verhouding 2,7 : 2,0 een daling van de laadstroom op de helft plaats vindt, dan moet het dik geteekende stuk van de karakteristiek gebruikt worden, met aan het begin de abscis 0,56 en de ordinaat 0,28. Hieruit is de vereischte waarde van e_0 en R_t te berekenen.

kleiner dan door de formules gegeven, dientengevolge zal ook de uitwendige karakteristiek in fig. 13*c* bij kleine belasting afwijken van de rechte lijn volgens (8) en verloopen volgens de gestippeld geteekende kromme.

Eénfasige Grätz-schakeling

Voor het laden van accu-batterijen wordt veelal de eenvoudiger Grätz-schakeling *fig. 14a* gebruikt (Nr. *3* in tabel I), waarmee een éénfasige wisselspanning in beide periodehelften wordt gelijkgericht. De gelijkgerichte spanning (fig. 14*b*) bestaat hierbij uit twee halve sinuskrommen $e_0 \sin \omega t$. Hierbij doet zich nu, doordat de spanning periodiek op nul teruggaat, juist het geval voor, dat we in het eerste voorbeeld uitsloten, nl. dat tengevolge van de tegen-EMK U_t in de kring de laadstroom

Het essentieele verschil ten opzichte van het eerste voorbeeld is dus, dat de integratiegrenzen afhangen van de wijze van belasting (de tegen-EMK U_t). Uitwerking van de integraal levert:

$$\bar{I} = \frac{2e_0}{\pi R_t} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{U_t}{e_0}\right)^2} - \frac{U_t}{e_0} \arccos \frac{U_t}{e_0} \right) \cdot \quad (10)$$

Het hiermee gevonden verband tusschen $\bar{I}$ en U_t, de laadkarakteristiek van de gelijkrichter, is in fig. 14*c* grafisch voorgesteld; om de kromme algemeene geldigheid te geven, zijn de onbenoemde getallen $\bar{I}\,\pi\,R_t/2e_0$ en U_t/e_0 uitgezet.

Hoe moeten nu de transformatorspanning (e_0) en de kringweerstand (R_t) gekozen worden om het laden op de gewenschte wijze te doen verloopen? De tegen-EMK U_t bestaat in hoofdzaak uit de batterij-spanning U_B, die tijdens het laden ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

leidelijk oploopt (bij lood-accumulatoren van ca. 2,0 tot 2,7 V per cel), waardoor volgens fig. 14c de laadstroom daalt. Nu wil men eenerzijds graag met een groote laadstroom beginnen om de totale duur van het laden kort te houden, terwijl anderzijds gewenscht is, dat de stroom tegen het einde van het laden automatisch — dwz. zonder dat men e_0 en R_t tusschentijds moet wijzigen — zoodanig verminderd is, dat de accuplaten niet door een overmatige gasontwikkeling beschadigd worden. In de practijk blijkt, dat men aan beide eischen goed kan voldoen, wanneer begin- en eindstroom tot elkaar staan als 2 : 1. Uit de laadkarakteristiek volgt, dat hiervoor, bij een verhouding 2,7 : 2,0 tusschen de tegen-EMK aan het eind en aan het begin, de abscis aan het begin

$$U_t/e_0 = 0{,}56 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

moet zijn, waarbij de ordinaat behoort:

$$\overline{I}\pi R_t/2e_0 = 0{,}28 \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

Nu hebben we in het eerste behandelde voorbeeld gezien (verg. 8), dat de ventielen een tegen-EMK $2sv_0$ leveren (de laadstroom doorloopt weer telkens twee ventielgroepen in serie), die zich bij de batterijspanning U_B voegt; dus

$$U_t = U_B + 2\,sv_0 \quad \ldots\ldots \quad (13)$$

Verder is de inwendige weerstand der twee ventielgroepen $2sr/p$, dus:

$$R_t = R + 2\,sr/p, \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

wanneer R de overige kringweerstand beteekent, dwz. de voorschakelweerstand + de weerstand van de transformator, de geleidingen enz.

Met behulp van de vergelijkingen (11) tot (14) en de gevraagde laadstroom kunnen nu e_0 en R_t berekend worden. Stel, dat een batterij van 24 loodcellen in serie geladen moet worden met een gelijkrichter, waarvan $p = 1$ en $s = 4$; voor de seleenventielen moge $v_0 = 0{,}6$ V zijn en $r = 0{,}05$ ohm. De laadstroom $\overline{I}$ moet in het begin 10 A bedragen, aan het eind 5 A. Verg. (13) levert $U_t = 24{\cdot}2 + 8{\cdot}0{,}6 = 52{,}8$ V. Hieruit volgt met verg. (11): $e = e_0/\sqrt{2} = 52{,}8/0{,}56 \cdot \sqrt{2} \approx 67$ *volt*. Verder levert verg. (12): $R_t = 0{,}28 \cdot 2 \cdot 67 \cdot \sqrt{2}/\pi \cdot 10 =$ 1,69 ohm. Tenslotte vindt men met behulp van verg. (14): $R = 1{,}69 - 8 \cdot 0{,}05 \approx 1{,}3$ *ohm*. Trekt men hiervan de inwendige weerstand van de transformator enz. af, dan krijgt men de weerstand, die vóórgeschakeld moet worden.

Passen we op dit getallenvoorbeeld de beschouwingen over de toelaatbare spanning op het ventiel toe, dan zien we, dat de gelijkrichter in dit opzicht ruim gedimensioneerd was. Immers, de sperspanning e staat op $s = 4$ seleenventielen in serie; volgens het besprokene mag e hier de waarde $0{,}85 \cdot 4{\cdot}25 = 85$ V bereiken. Met de te kiezen waarde van 67 V is nog een ruime veiligheidsmarge voor netspanningsschommelingen aanwezig. Wat de stroom betreft, mag bij dit voorbeeld, waar $p = 1$ en $f \approx 2$ (zie tabel I), de stroom per ventielgroep met koelplaten ca. 5,1 A bedragen (fig. 7), de totale gelijkstroom $\overline{I}$ dus 10,2 A (want $n = 2$, zie tabel I). De gewenschte begin-laadstroom van 10 A is dus nog juist toelaatbaar.

Uit deze voorbeelden zal wel duidelijk geworden zijn, op welke wijze de eigenschappen der seleenventielen bij het ontwerpen van een gelijkrichter in rekening worden gebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

METING VAN FASEHOEKEN MET BEHULP VAN DE KATHODESTRAALBUIS

door W. NIJENHUIS.

621.317.3 : 621.385.832

Voor het meten van fasehoeken tusschen twee spanningen zijn velerlei methoden in gebruik, waarvan hier enkele in het kort worden behandeld. Daarna wordt een nieuwe methode beschreven, welke een snelle en gemakkelijke meting veroorlooft, het geheele gebied der hoeken van 0 tot 360° beslaat, en waarmede een nauwkeurigheid van 2° wordt bereikt. Bij deze methode wordt het faseverschil gemeten door het verschil in stand van een lichtende halve cirkel op het scherm van een kathodestraalbuis. De wijze, waarop de cirkelbeweging van de fluorescentievlek en de voor het aflezen vereischte scherpe begrenzing van de halve cirkel wordt verkregen, wordt uitvoerig beschreven. De in het Philips-laboratorium gebouwde apparatuur is bruikbaar voor spanningen van 6 mV tot 3 V en voor frequenties van 100 tot 100 000 per/sec. Tenslotte worden eenige mogelijke bronnen van meetfouten besproken.

Bij vele wisselstroomproblemen spelen fasehoeken, hetzij tusschen stroom en spanning bij een impedantie, hetzij tusschen ingangs- en uitgangsspanning bij vierpolen, enz., een belangrijke rol. In de sterkstroomtechniek is de beteekenis van de fasehoek in de vorm van de arbeidsfactor overbekend. Wat de zwakstroomtechniek betreft, kunnen we wijzen op de telefonie, waar faseverschuivingen, door transmissielijnen veroorzaakt, de verstaanbaarheid kunnen beïnvloeden (fasevervorming [1]); op de televisie, waarbij de videofrequente signalen streng fasegetrouw overgebracht moeten worden; tenslotte op de radio- en versterkertechniek, waar fase-problemen schering en inslag zijn. Een leerzaam en minder algemeen bekend voorbeeld uit dit gebied wordt juist in dit nummer van dit tijdschrift behandeld [2]), nl. de invloed van de fasehoek van een luidsprekerimpedantie op vervorming en vermogen van een eindversterkerbuis.

Hoe worden nu dergelijke fasehoeken gemeten? Voor zoover het gaat om het bepalen van de fasehoek eener complexe impedantie, kan men gebruik maken van brugschakelingen, waarmee het reëele en het imaginaire gedeelte der impedantie afzonderlijk gemeten kunnen worden. Voor het meer algemeene geval, dat de fase van een gegeven wisselstroom of -spanning ten opzichte van een andere stroom of spanning gevraagd wordt, zijn tal van methoden ontwikkeld. We willen hier een in dit laboratorium uitgewerkte methode beschrijven, welke gebruik maakt van een kathodestraalbuis. Voor een beter begrip is het echter gewenscht, eerst een kort overzicht te geven van enkele andere, tot nu toe gebezigde methoden, waarbij eveneens een kathodestraalbuis wordt gebruikt.

Diverse meetmethoden

Een zeer eenvoudige bepaling van faseverschuivingen wordt mogelijk gemaakt door de toepassing van een electronenschakelaar [3]); hiermede kan men het tijdsverloop van twee spanningen (of stroomen) gelijktijdig op het scherm van een kathodestraaloscillograaf zichtbaar maken (*fig. 1*), zoodat de onderlinge faseverschuiving — tijdsverschil van overeenkomstige punten — rechtstreeks kan worden opgemeten. Uiteraard is de nauwkeurigheid hierbij beperkt. De fout kan bijv. 5 tot 10° bedragen.

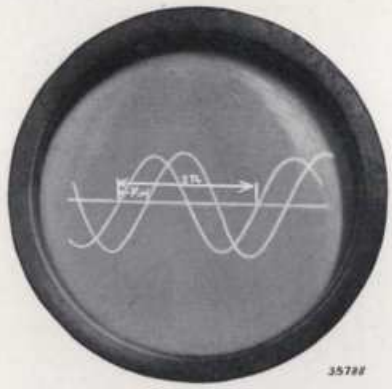


Fig. 1. Met behulp van een electronenschakelaar kan het tijdsverloop van twee grootheden, bijv. twee spanningen, gelijktijdig op het scherm van een kathodestraaloscillograaf afgebeeld worden, zoodat de onderlinge verschuiving φ rechtstreeks kan worden opgemeten.

Andere methoden werken met Lissajous-figuren: de twee spanningen worden respectievelijk aan de twee stellen afbuigplaten van een kathodestraalbuis gelegd. Staan de frequenties der beide, zuiver sinusvormig onderstelde, spanningen in een rationale verhouding — alleen dan kan men van een constante onderlinge faseverschuiving spreken —, dan verschijnt op het scherm een stilstaande Lissajous-figuur, en wel in het eenvoudigste geval, wanneer de twee spanningen dezelfde frequentie hebben, een ellips. Uit de vorm van de ellips kan men de fasehoek afleiden (*fig. 2a*). In de

[1]) Zie bijv. Philips techn. T. **4**, 23, 1939.

[2]) A. J. Heins van der Ven, Philips techn. T. **5**, 193, 1940.

[3]) Philips techn. T. **4**, 280, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

practijk kan men zich hiervoor van een schabloon bedienen, waarop een reeks ellipsen voor verschillende fasehoeken geteekend is (fig. 2*b*); men legt deze schabloon op het fluorescentiescherm en interpoleert. Ook bij deze methode is de nauwkeurigheid niet groot. Bovendien bestrijkt men slechts een meetgebied van 180°, daar voor grootere hoeken de ellipsen zich herhalen.

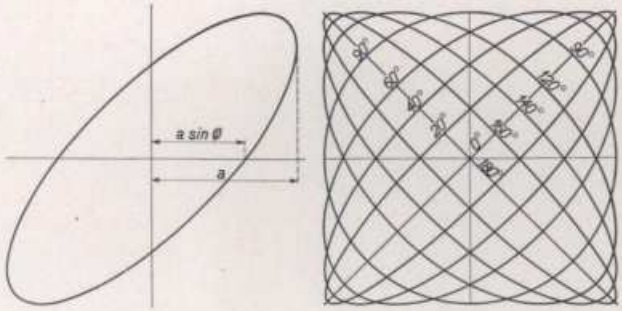


Fig. 2. *a*) Uit de vorm der ellips, welke bij een faseverschuiving φ der twee afbuigende spanningen van een kathodestraalbuis op het scherm ontstaat, kan de hoek φ afgeleid worden.
b) Met behulp van een schabloon, waarop een reeks ellipsen zijn geteekend, kan de hoek φ door interpoleeren worden bepaald.

Door de twee spanningen niet rechtstreeks aan de afbuigplaten toe te voeren, maar uit één der spanningen eerst een spanning met 8 maal zoo hooge frequentie af te leiden, kan men de methode gevoeliger maken (zie *fig. 3*). Dit gaat echter ten koste van het meetgebied. De ontstaande Lissajous-figuur doorloopt reeds om de $180/8 = 22^1/_2{}^\circ$ weer dezelfde vormenreeks, zoodat de methode slechts toegepast kan worden, wanneer het om een klein gebied van hoeken gaat.

Een interessante mogelijkheid om een fasehoek te meten biedt een kathodestraalbuis, waarbij de twee afbuigrichtingen van de electronenstraal niet steeds loodrecht op elkaar staan, maar onder een willekeurige hoek kunnen worden gebracht. Een dergelijke buis kan men verwezenlijken door voor het afbuigen twee tegen de hals van de buis geplaatste magneetspoelen te gebruiken (zooals dat bij televisie-buizen [4]) gebruikelijk is), waarvan de ééne over een af te lezen hoek α ten opzichte van de andere gedraaid kan worden. Vloeit nu door de eerste spoel een stroom $i_0 \cos \omega t$ en door de tweede een stroom $i_0 \cos(\omega t + \varphi)$, dan ontstaat op het scherm in het algemeen een ellips, waarvan de gedaante afhangt van φ en de hoek α, en die in het bijzonder voor $\alpha = \pi \pm \varphi$ overgaat in een cirkel. De gevraagde hoek φ wordt dus gevonden als het (positieve of negatieve) supplement van de hoek α, waaronder men de beweeglijke magneetspoel moet zetten om een zuivere cirkel op het fluorescentiescherm te verkrijgen. Dit criterium veroorlooft een vrij scherpe instelling, zoodat een meting van φ op enkele graden nauwkeurig mogelijk is. Het gebied der onderscheidbare hoeken beslaat hier wederom slechts 180° (want φ en $-\varphi$ leiden tot dezelfde hoek α).

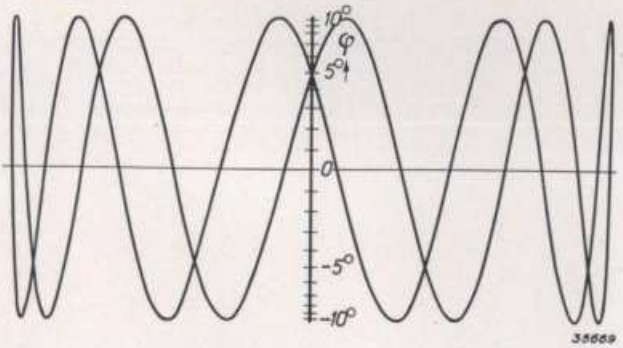


Fig. 3. Lissajous-figuur, welke verkregen wordt door de afbuigspanningen sin $8\omega t$ en sin $(\omega t - \varphi)$; de hoek φ kan langs de aangegeven schaal afgelezen worden. In dit geval is $\varphi = 5°$.

Principe der nieuwe methode

Evenals bij de laatstbeschrevene, wordt ook bij de in dit laboratorium uitgewerkte methode het faseverschil rechtstreeks als een hoek zichtbaar, waarbij echter in tegenstelling met de hierboven beschreven methode het meetgebied zich over alle hoeken van 0 tot 360° uitstrekt. Het principe der methode is als volgt (zie het schema *fig. 4*).

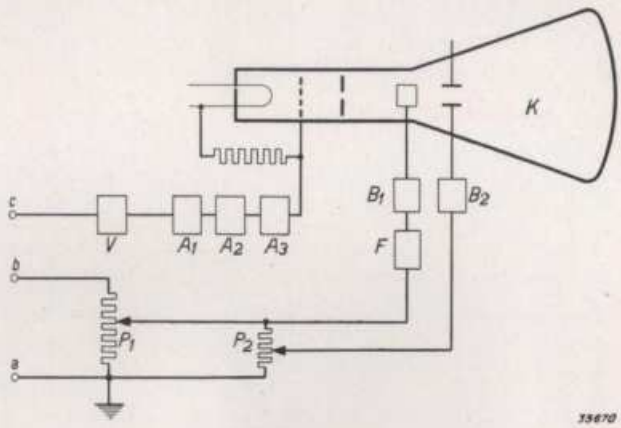


Fig. 4. Schema van de hier beschreven nieuwe fasemeter. Een aan *b* toegevoerde hulpspanning met dezelfde frequentie als de te vergelijken spanningen wordt via twee balansversterkers B_1, B_2 aan de twee stellen afbuigplaten van een kathodestraalbuis K gelegd. Door de ééne afbuigspanning in de trap F 90° in fase te draaien en de amplituden met de potentiometers P_1 en P_2 te regelen, laat men de fluorescentievlek een cirkel beschrijven. De achtereenvolgens aan c toegevoerde, te vergelijken spanningen worden via een regelversterker V en drie afsnijdtrappen $A_{1,2,3}$, die nog nader worden besproken, aan de regelelectrode der kathodestraalbuis gelegd, zoodat de straalstroomsterkte synchroon met de rondloopende lichtvlek wordt gemoduleerd. Het verschil in stand van de verkregen halve cirkel op het fluorescentiescherm geeft het faseverschil der te vergelijken spanningen.

[4]) Zie Philips techn. T. **4**, 354, 1939, fig. 12.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Aan de twee stellen afbuigplaten van een normale kathodestraalbuis legt men twee hulpspanningen, die dezelfde frequentie hebben als de twee gegeven spanningen, wier faseverschil men wil meten. Men draagt er zorg voor, dat de twee hulpspanningen gelijke amplitude hebben en 90° in fase verschillen, zoodat de fluorescentievlek op het scherm een cirkel beschrijft. Eén der gegeven spanningen legt men nu aan de regelelectrode (het rooster) van de kathodestraalbuis. De straalstroomsterkte wordt hierdoor gemoduleerd, in dezelfde frequentie als de frequentie der afbuigende spanningen, dwz. de fluorescentievlek is op de ééne helft van de doorloopen cirkel sterk, op de andere zwak of niet zichtbaar. De plaats van de grootste en kleinste intensiteit, dus de stand van de halve cirkel (*fig. 5*), die men zoodoende te zien krijgt [5]), hangt af van de fase der moduleerende spanning ten opzichte van de afbuigende spanningen. Hetzelfde herhaalt men dan met de tweede der gegeven spanningen. Aan het verschil der twee standen van de halve cirkel kan men de gevraagde fasehoek aflezen.

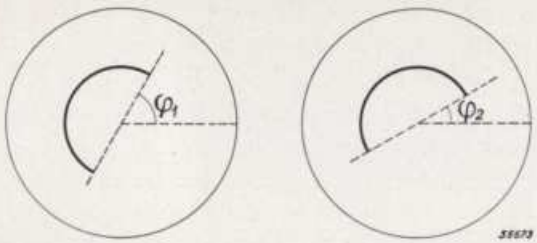


Fig. 5. Halve cirkel op het fluorescentiescherm. Staat deze voor de ééne spanning onder de hoek φ_1, voor de tweede onder de hoek φ_2, dan is de fasehoek tusschen de beide spanningen $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$.

Practische uitvoering

Het maken van de cirkel

Voor het verkrijgen van de cirkelbeweging van de fluorescentievlek wordt dezelfde spanningsbron gebruikt als die, waaruit de in fase te vergelijken spanningen afkomstig zijn. De spanning wordt eenerzijds via een potentiometer en een balansversterker [6]) toegevoerd aan één stel afbuigplaten der kathodestraalbuis, anderzijds in een fasedraaiende trap 90° in fase gedraaid en via een tweede balansversterker naar het andere stel afbuigplaten gevoerd. De schakeling der fasedraaiende trap is in principe in *fig. 6a* weergegeven. Zooals uit het bijbehoorende vectordiagram (fig. 6*b*) blijkt, verkrijgt men tusschen de klemmen *3* en *4* een spanning, waarvan

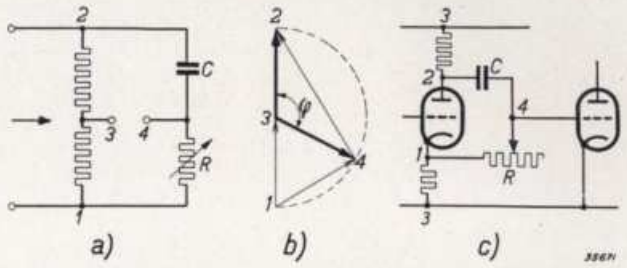


Fig. 6. *a*) Principeschema der fasedraaiende trap. Voor elke frequentie wordt R gelijk gemaakt aan $1/\omega C$.
b) Bijbehoorend vectordiagram. Door varieeren van R wordt de spanning tusschen *3* en *4* in fase gedraaid, zonder van amplitude te veranderen.
c) Werkelijke uitvoering der schakeling.

de fase ten opzichte van de gegeven ingangsspanning (*1-2*) door varieeren van R kan worden veranderd; met name verkrijgt men, door $R = 1/\omega C$ te maken, de gewenschte faseverschuiving van 90° voor de gegeven frequentie ω. Voor het verkrijgen van een cirkel moet bovendien de amplitude der in fase gedraaide afbuigspanning steeds gelijk zijn aan die der niet gedraaide. Blijkens het vectordiagram heeft de schakeling fig. 6 juist de eigenschap, dat de amplitude der gedraaide spanning (*3-4*) niet beïnvloed wordt door het varieeren der fase, waardoor het opnieuw instellen van de cirkel bij overgang tot een andere frequentie zeer vergemakkelijkt wordt.

Het vectordiagram — en daarmee de genoemde eigenschap — geldt alleen, wanneer tusschen de klemmen *3* en *4* geen stroom afgenomen wordt. Dit is bij ons met voldoende benadering het geval, daar de spanning *3-4* aan het rooster van een versterkerbuis wordt toegevoerd. Om practische redenen is de schakeling in werkelijkheid zoo uitgevoerd als in fig. 6*c* is weergegeven.

De moduleerende spanning

Om de stand van de halve cirkel op het fluorescentiescherm goed te kunnen bepalen, moet deze aan de eindpunten scherp afbreken. Dit beteekent, dat de spanning, die de lichtsterkte van de fluorescentievlek moduleert, in de nulpunten zeer steil moet verloopen. Door voldoende versterking der (sinusvormige) spanning is dit gemakkelijk te verkrijgen; tevens zou dan echter door de groote amplitude der regelspanning de kathodestraalbuis overbelast worden. Men kan hieraan eenvoudig ontkomen door de toppen van de spanning af te snijden: het oorspronkelijk sinusvormige verloop der span-

[5]) Een soortgelijk principe werd toegepast in het toestel van Balth. van der Pol en C. C. J. Addink (Philips techn. T. **4**, 217, 1939) voor het snel en nauwkeurig meten van frequenties. Het stilstaan van de halve cirkel levert nl. een zeer scherp criterium voor de gelijkheid der frequenties van de afbuigende en de moduleerende spanning.

[6]) Het toepassen van balansversterking is noodzakelijk om een scherpe figuur op het scherm te krijgen en om de vervorming der afbuigspanningen, welke een onrondheid van de cirkel zou veroorzaken, zooveel mogelijk te beperken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ning krijgt zoo de gedaante van een „vierkante sinus" (*fig.* 7), en dezelfde gedaante heeft dan het verloop der lichtsterkte langs de omtrek van de cirkel op het fluorescentiescherm.

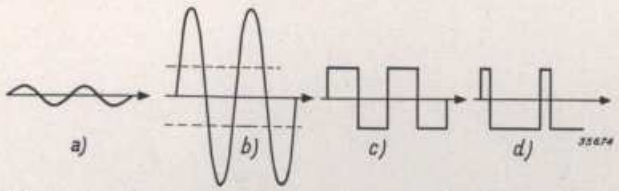


Fig. 7. Van de gegeven sinusvormige spanning (*a*) worden de fronten door versterking voldoende steil gemaakt (*b*), terwijl tevens de ontstaande hooge toppen op de gestippelde niveaus worden afgesneden, zoodat een „vierkante sinus" verkregen wordt (*c*). Liggen de gestippelde niveaus in (*b*) niet symmetrisch, dan ontstaat een asymmetrische „vierkante sinus" (*d*).

Voor het afsnijden der spanningen dient de in *fig. 8a* weergegeven schakeling (die gelijktijdig mede voor de gewenschte versterking zorgt). Aan de klemmen *1-3* worde een sinusvormige wisselspanning met groote amplitude toegevoerd. Telkens, wanneer de spanning in negatieve richting zoover daalt, dat de roosterspanning v_g beneden de „afknijpspanning" v_m der buis zakt (fig. 8*b*), blijft de anodestroom $i_a = 0$, totdat weer $v_g > v_m$; zoodoende worden de negatieve sinustoppen onderdrukt. Telkens, wanneer de spanning in positieve richting zoover stijgt, dat de roosterpotentiaal hooger wordt dan de kathodepotentiaal, gaat er roosterstroom vloeien. Het daarmee gepaard gaande spanningsverval over de weerstand r maakt, dat de potentiaal in *2* (de roosterspanning) ten achter blijft bij die in *1*, en bij voldoend groote r kan de potentiaal in *2* zelfs in het geheel niet boven de kathodepotentiaal uitkomen, zoodat de anodestroom dan (fig. 8*b*) reeds de gewenschte gedaante zou hebben.

Hierbij moet nog op het volgende gelet worden. Het nulniveau der toegevoerde spanning, dwz. het werkpunt der buis (punt *W* in fig. 8*b*) moet midden tusschen de twee vaste niveaus (afknijpspanning en kathodepotentiaal) liggen, waarop de sinustoppen worden afgesneden. Bij asymmetrische ligging van het nulniveau zou een asymmetrische „vierkante sinus" ontstaan (fig. 7*d*) en de halve cirkel op het scherm zou hierdoor aan beide einden iets verlengd of verkort worden. Weliswaar blijft hierbij de koorde, welke de eindpunten van de cirkelboog verbindt, evenwijdig aan de oorspronkelijke middellijn, zoodat bij kleine asymmetrie de meting niet benadeeld wordt; bij grootere asymmetrie echter zou de meting zeer onnauwkeurig worden. In de, voor de juiste ligging van het werkpunt vereischte roostervóórspanning moet ook het spanningsverval $\bar{i}_g \cdot R$ verdisconteerd zijn, hetwelk de roosterstroom i_g over de lekweerstand R veroorzaakt. Het gedeelte van de roostervóórspanning, dat er voor dient om dit spanningsverval te compenseeren, is in fig. 8*a* door de in serie met R geteekende batterij voorgesteld.

Met een bepaalde roostervóórspanning wordt de juiste ligging van het werkpunt dus slechts verkregen, wanneer de roosterstroom een bepaalde gemiddelde waarde $\bar{i}_g$ heeft. De waarde van $\bar{i}_g$ hangt echter sterk af van de hoogte der sinustoppen, welke door het geheele mechanisme moeten worden afgesneden. Is de schakeling voor een bepaalde hoogte dezer toppen, dus voor een bepaalde amplitude der in fase te vergelijken spanningen ingericht, en wordt er dan een spanning met andere amplitude aan *1-3* toegevoerd, dan ontstaat een afwijkende $\bar{i}_g$, de compensatie van het spanningsverval $\bar{i}_g R$ klopt niet en het werkpunt der buis verschuift zoolang, totdat de boven kathodepotentiaal uitstekende positieve spanningstoppen een $\bar{i}_g$ van de juiste waarde veroorzaken. Om deze verschuiving en het daarmee gepaard gaande verlengen of verkorten van de cirkelboog te vermijden, moet men de in fase te vergelijken spanningen eerst (althans ongeveer) op de vaste amplitude brengen, waarvoor de roostervóórspanning is berekend. We hebben dit gedaan door de spanningen eerst aan een versterker met automatische volumeregeling toe te voeren, die bij een ingangsspanning tusschen 6 mV en 3 V een vrijwel constante uitgangsspanning levert (afwijkingen hoogstens 10%).

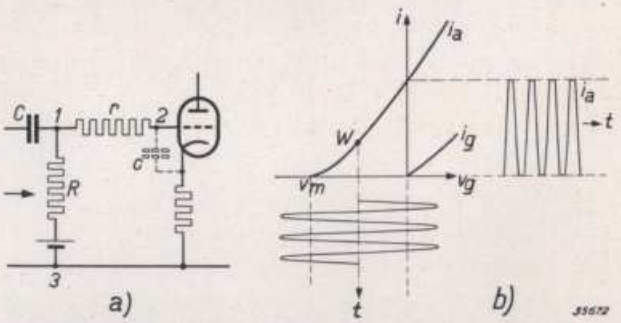


Fig. 8. Schakeling, die voor het afsnijden der sinustoppen wordt gebruikt (*a*). Daalt de aan *1-3* toegevoerde spanning onder de afknijpspanning v_m der versterkerbuis (*b*), dan blijft hier de anodestroom $i_a = 0$. Stijgt de spanning zoover, dat de potentiaal in *2* de kathodepotentiaal bereikt, dan gaat roosterstroom vloeien en tengevolge van het spanningsverval $i_g \cdot r$ blijft de potentiaal van *2* achter ten opzichte van die in *1*. Bij voldoend groote r zal de anodestroom volgens de gewenschte „vierkante sinus" verloopen.

Frequentiegebied

Hierboven is vermeld, dat bij voldoend groote weerstand r (fig. 8*a*) de potentiaal in punt *2* nagenoeg niet verder stijgt, zoodra er roosterstroom begint

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

te vloeien. Practisch blijkt het echter niet mogelijk, de weerstand r een zoo groote waarde te geven, als hiervoor vereischt zou zijn. Het afsnijden der sinustoppen is dientengevolge niet volledig, zoodat de anodestrom van de buis ongeveer volgens *fig. 9b* verloopt. Om de overgebleven, gereduceerde sinuskapjes te doen verdwijnen en een zuivere „vierkante sinus" te verkrijgen, zijn achter de in fig. 8*a* weergegeven trap nog twee verdere, evenzoo ingerichte trappen geschakeld.

Beschouwen we nu de laatste dezer drie trappen. De hieraan toegevoerde spanning heeft al tennaastebij de vorm van een „vierkante sinus"; de potentiaal in punt *1* zou dus op bepaalde tijdstippen (correspondeerende met het begin van de op het scherm zichtbare halve cirkel) discontinu van nul op een bepaalde waarde springen. Dan verloopt echter de potentiaal van het rooster (punt *2*) als functie van de tijd volgens $1-\exp(-t/rc)$, waarbij c de onvermijdelijke roostercapaciteit van de buis is (in fig. 8*a* gestippeld aangegeven). In fig. 9*c* is dit verloop geteekend. De afronding, die het beginpunt van de halve cirkel onscherp doet worden, kan beschreven worden door een relaxatietijd, evenredig met rc. Voor een goede aflezing mag deze relaxatietijd hoogstens een bepaalde fractie, bijv. 1/100, van de geheele periode (omvang van de cirkel)

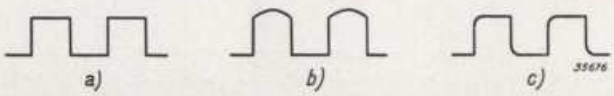


Fig. 9. Is de weerstand r in fig. 8*a* niet voldoende groot voor een volledig afsnijden der sinustoppen, dan krijgt men in plaats van een „vierkante sinus" (*a*) een spanningsverloop, dat nog sinuskapjes volgens kromme (*b*) bevat. Deze worden in de volgende afsnijdtrappen geëlimineerd. Voert men aan *1-3* in de laatste afsnijdtrap een ideale „vierkante sinus" toe, dan kan de potentiaal in punt *2* tengevolge van de weerstand r en de roostercapaciteit c (fig. 8*a*) niet plotseling springen, zoodat een afronding van de discontinuiteit optreedt (kromme *c*).

beslaan. Hieruit volgt, dat de hoogste frequentie, waarbij nog behoorlijk kan worden gemeten, omgekeerd evenredig is met de genoemde relaxatietijd, dus omgekeerd evenredig met r. Natuurlijk kan r niet willekeurig klein gemaakt worden, daar dan de geheele werking der beschouwde afsnijdtrap illusoir zou worden. Bij de door ons gekozen waarde van r is de afronding tot frequenties van ongeveer 100 000 per/sec nog niet hinderlijk.

Naar de zijde van de lage frequenties is het frequentiegebied, waarin de fase gemeten kan worden, door een soortgelijke oorzaak beperkt. Bekijken we weer de laatste der drie genoemde afsnijdtrappen en onderstellen we ook weer, dat in de voorlaatste al een ideale „vierkante sinus" zou zijn ontstaan, dan krijgt tengevolge van de eindige grootte van de koppelcondensator C en de lekweerstand R in fig. 8*a* het potentiaalverloop in punt *1* de vorm van *fig. 10b* (dunne lijnen): het vallen van de potentiaal telkens na de sprong is te beschrijven door een relaxatietijd, evenredig met RC. Zoolang deze tijd groot is ten opzichte van de periode, is het vallen niet storend, daar de spanningstoppen toch in de laatste trap worden afgesneden volgens de gestippelde lijnen. Bij zeer lage frequenties echter ontstaat klaarblijkelijk het in fig. 10*c* aangegeven spanningsverloop, dat niet meer een scherp afgesneden halve cirkel levert.

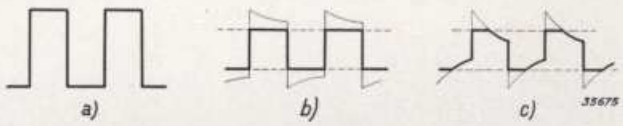


Fig. 10. Wordt aan de schakeling fig. 8*a* een „vierkante sinus"-spanning toegevoerd (*a*), dan verloopt de spanning aan *1-3* wegens de beperkte grootte van R en C volgens (*b*). Zoolang de afvallende gedeelten nog worden afgesneden (*b*), is het afvallen niet hinderlijk. Bij lage frequenties echter gaat (*b*) geleidelijk over naar vormen als (*c*), die onbruikbaar zijn.

Men kan de onderste frequentiegrens verlagen door R en C te vergrooten. In ons geval, waar het niet speciaal om lage frequenties ging, was de dimensioneering dusdanig, dat de onderste frequentie bij ongeveer 100 per/sec kwam te liggen.

Het uitgevoerde apparaat

In *fig. 11* geven we een foto van het apparaat, zooals het in dit laboratorium is uitgevoerd. De fasemeter is tezamen met een toongenerator, die bij vele metingen als spanningsbron fungeert, op één rek gemonteerd. Eenige verdere details zijn in het onderschrift vermeld.

Vlak boven het scherm is, draaibaar met behulp van een ring, een celluloidplaat aangebracht, waarop een stel evenwijdige lijnen en een aantal concentrische cirkels zijn geteekend (*fig. 12*). Deze laatste dienen om het instellen van de cirkelfiguur, die door regelen van de fase en de amplituden der afbuigspanningen verkregen wordt, te vergemakkelijken. Heeft men de cirkel ingesteld en op een geschikte grootte [7]) gebracht (potentiometer P_1 in het schema fig. 4), dan voert men de twee spanningen, waartusschen men de fasehoek bepalen wil, achtereenvolgens aan het afsnijdapparaat toe. Door de ring met de celluloidplaat telkens zoo te draaien, dat de uiteinden van de ontstane halve cirkel op

[7]) Een geschikte grootte is bijv. 8 cm middellijn. Bij de toegepaste versnellingsspanning van 2000 V van de kathodestraal — deze hooge spanning is gewenscht om een voldoend lichtsterke figuur voor meting in een niet verduisterd vertrek te verkrijgen —, zijn hiervoor afbuigspanningen van ca. 200 V (topwaarde) vereischt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

één der evenwijdige rechte lijnen vallen, kan men de hoek op een schaalverdeeling langs de ring op ca. $^1/_2{}^\circ$ nauwkeurig aflezen.

Bijzonder gemakkelijk kan men volgens deze methode bijv. het gedrag van filters bestudeeren. Wil men de fasedraaiïng onderzoeken, welke een ingangsspanning van bepaalde frequentie in de verschillende filtercellen ondergaat, dan voedt men het filter en het cirkel-apparaat van de fasemeter uit de toongenerator met de gewenschte frequentie en takt achtereenvolgens de spanning achter alle cellen af om deze aan het afsnijdapparaat van de fasemeter toe te voeren. Men verkrijgt zoodoende een reeks van halve cirkels, waarin de geleidelijk toenemende fasedraaiïng duidelijk wordt gedemonstreerd.

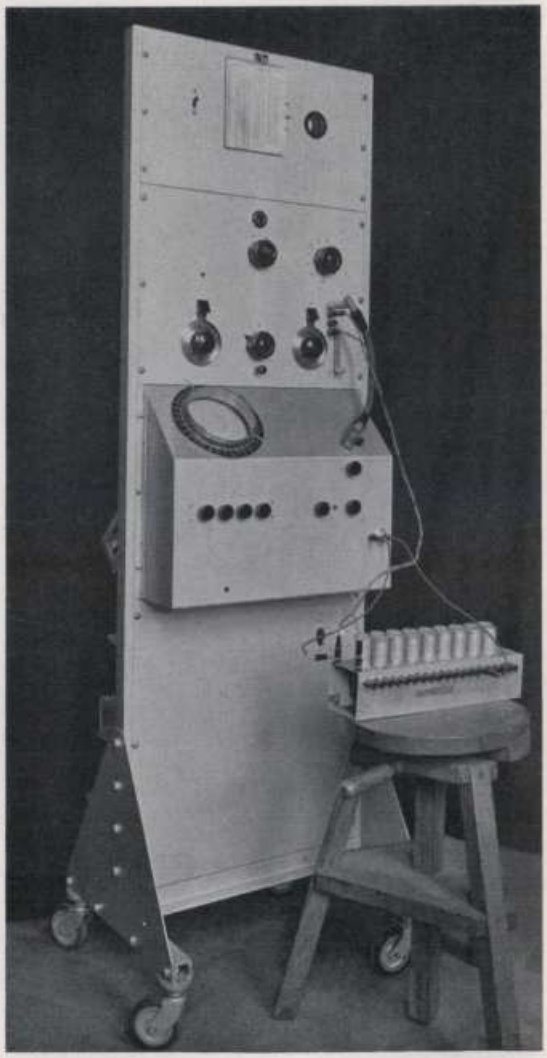


Fig. 11. De fasemeter is tezamen met een toongenerator (boven) op één rek gemonteerd. Links ziet men het scherm van de, voor gemakkelijker waarneming schuin gemonteerde, kathodestraalbuis. Met de zeven knoppen hieronder wordt de vorm, de grootte, de ligging, de scherpte en de intensiteit van de cirkel op het scherm ingesteld. Rechts vóór het apparaat een filter, aangesloten voor de meting.

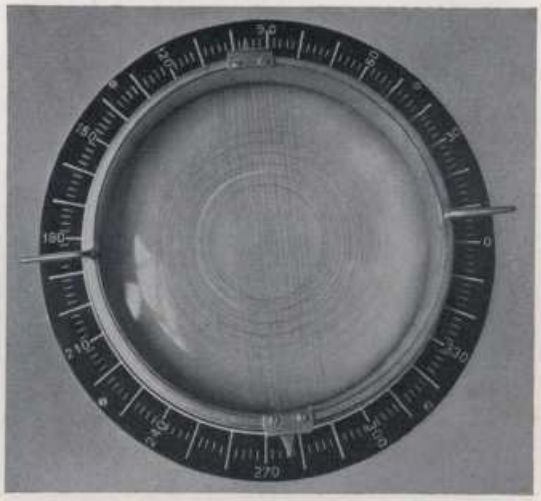


Fig. 12. Close-up van het fluorescentiescherm en de daarboven, draaibaar met behulp van een ring, aangebrachte celluloidplaat, waarop een stel evenwijdige lijnen en concentrische cirkels zijn geteekend. De ring draagt een hoekverdeeling.

Meetnauwkeurigheid

Het is duidelijk, dat bij een dergelijke verschilmeting eventueele faseverdraaiïngen in de regelversterker en de afsnijdschakeling van de fasemeter geen invloed op het resultaat hebben, mits deze draaiïng voor de twee te vergelijken spanningen maar even groot is. Daar deze spanningen dezelfde frequentie hebben, kunnen zij zich — behalve door de fase — alleen door hun amplitude onderscheiden. Bij contrôlemetingen bij 100 000 per/sec is gebleken, dat in het geheele amplitude-gebied, waarin de meting mogelijk is, de fasedraaiïng hoogstens 1° varieert (zie *fig. 13*).

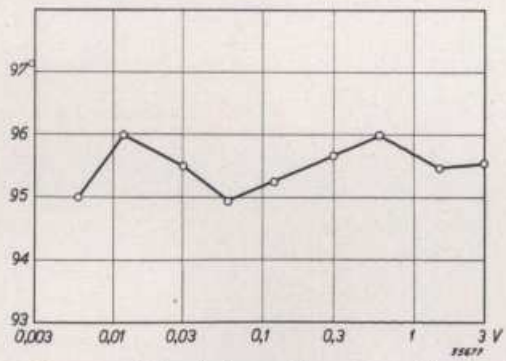


Fig. 13. Voor vergelijkende fasemetingen is een fasedraaiïng in de afsnijdapparatuur geen bezwaar, mits deze draaiïng onafhankelijk is van de amplitude. Aan deze eisch blijkt voor amplituden tusschen 6 mV en 3 V op ca. 1° nauwkeurig te zijn voldaan.

Een andere mogelijke bron van fouten, die we nog even nader willen beschouwen, is een geringe afwijking der op het scherm verkregen figuur ten opzichte van de zuivere cirkelvorm. Het oplichten en dooven van de rondloopende lichtvlek geschiedt op bepaalde tijdstippen t, en bij onze meting gaan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

we van de onderstelling uit, dat ωt (afgezien van een veelvoud van 2π) gelijk is aan de hoek α, waaronder de voerstraal van de lichtvlek zich ten tijde t bevindt. Dit is alleen juist, zoolang de vlek met eenparige snelheid een cirkel doorloopt. Stel nu, dat we bij het instellen van de cirkel wel zuiver sinusvormige afbuigspanningen hadden, die precies 90° in fase verschoven waren, maar dat we bij het gelijk-maken der amplituden een kleine fout hebben gemaakt. De horizontale afbuiging zij

$$x = \cos \omega t$$

en de verticale $y = (1 + \varepsilon) \sin \omega t.$

De op het tijdstip t afgelezen hoek α is gegeven door:

$$\operatorname{tg} \alpha = y/x = (1 + \varepsilon) \operatorname{tg} \omega t.$$

Tusschen α en ωt bestaat nu een klein verschil, dat bij benadering als volgt uit te drukken is:

$$\alpha - \omega t \approx \operatorname{tg}(\alpha - \omega t) = \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\omega t}{1 + \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\omega t} =$$

$$= \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \omega t}{1 + (1 + \varepsilon)\operatorname{tg}^2 \omega t} \approx \frac{\varepsilon}{2} \sin 2\omega t.$$

De fout in de afgelezen fasehoek is dus hoogstens $\varepsilon/2$. Men kan hieraan een aanschouwelijke interpretatie geven, door nog de lengte r van de voerstraal van de lichtvlek te beschouwen. Deze is:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{1 + (2\varepsilon + \varepsilon^2)\cos^2 \omega t} \approx 1 + \varepsilon \cos^2 \omega t,$$

terwijl bij ideale cirkelvorm ($\varepsilon = 0$) in de gekozen schaal $r = 1$ zou zijn. De maximale radiale afwijking der verkregen figuur (ellips) van de cirkelvorm is dus ε, en we kunnen zeggen, dat de maximale fout in de gemeten fasehoek de helft is van de maximale onrondheid van de cirkel. Is bijv. de straal 4 cm en de grootste radiale afwijking 1 mm (deze nauwkeurigheid is gemakkelijk te bereiken) dan is $\varepsilon = 0{,}025$, dus de mogelijke fout in de fasehoek 0,012, d.i. ongeveer $^3/_4{}^\circ$. Voor eventueele andere oorzaken van onrondheid van de cirkel (harmonischen, faseverschuiving niet exact gelijk 90°) vindt men een soortgelijke schatting. Rekening houdend met een en ander, kan men de mogelijke meetfout bij de beschreven, vergelijkende metingen, in het frequentiegebied 100-100 000 per/sec en het amplitudegebied 6 mV - 3 V, op ongeveer 2° stellen. De nauwkeurigheid is voor alle hoeken tusschen 0 en 360° even groot.

Een belangrijke eigenschap van de beschreven fasemeter, waarop we tenslotte nog willen wijzen, is zijn geringe gevoeligheid voor storingen. Storende spanningen hebben — mits zij van andere frequentie zijn dan de te onderzoeken spanning — hoegenaamd geen invloed op de meting, zulks in tegenstelling met hetgeen bij de meeste andere methoden het geval is. De bromspanning van 50 per/sec bijv., die heel vaak als storende spanning optreedt, heeft slechts tot gevolg, dat de cirkellijn wat breeder wordt, zonder dat de stand van de halve cirkel verandert. Storingen van dezelfde frequentie als de te onderzoeken spanning, bijv. door inductie op de toevoerleidingen van de fasemeter, moeten natuurlijk, evenals bij elke andere methode van fasemeting, ook hier vermeden worden, daar hierdoor de te meten grootheid zelf beïnvloed wordt.

Rectificatie: In het artikel „Banen der electronen in meerroosterbuizen" in het Meinummer van deze jaargang, staat op blz. 143, regel 16 van boven in linker kolom, een storende drukfout: . . . . niet te klein willen maken. Dit moet zijn: . . . . niet te groot willen maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN PERMANENTE MAGNEET, WELKE EENIGE DUIZENDEN MALEN ZIJN EIGEN GEWICHT DRAAGT

door J. L. SNOEK.

621.318.22 : 669.15.018.58

De verhouding tusschen de draagkracht en het gewicht van een magneet vormt een betere maatstaf voor de kwaliteit van het magneetstaal dan de draagkracht alleen. Door toepassen van moderne magneetstalen is het gelukt een verhoudingsgetal van 3500 te bereiken. In dit artikel worden de gezichtspunten behandelt, waarmede bij het construeeren van een magneet rekening moet worden gehouden om de verhouding tusschen draagkracht en gewicht zoo groot mogelijk te maken.

In vroeger tijden, toen de permanente magneten nog in den aanvang van hun ontwikkeling stonden en de natuurlijke permanente magneten door de kunstmatige nog nauwelijks in sterkte werden overtroffen, was het een gebruikelijke proef om de sterkte van een magneet af te meten aan zijn draagkracht. Men vindt dan ook in verschillende musea naast natuurlijke magneten uit gearmeerd magneetijzersteen zware magneten uit koolstofstaal, welke in staat zijn aanzienlijke lasten te dragen. Overwegingen van technisch nut telden bij het maken van dergelijke magneten nauwelijks mee; het ging er slechts om de demonstratie van een interessante natuurkracht, welke door geschikte maatregelen zoo hoog mogelijk werd opgevoerd.

Thans hebben deze demonstraties veel van hun aantrekkelijkheid verloren, daar het algemeen bekend is, dat men magneten van willekeurig groote draagkracht zou kunnen vervaardigen door de afmetingen van het magneetstaal voldoende groot te maken. Wat deze vergrooting betreft, zijn de technische mogelijkheden tegenwoordig vrijwel onbegrensd, in elk geval zou een poging om de grens van het mogelijke te bereiken het kader van een eenvoudige demonstratieproef overschrijden.

Geheel anders is het met de vraag naar de verhouding tusschen de maximale last, welke een permanente magneet kan dragen, en het eigen gewicht van het gebruikte stuk magneetstaal. Men voelt onmiddellijk, dat dit verhoudingsgetal een betere maatstaf is voor de prestatie van het magneetstaal, dan de grootte van de opgetilde last alleen. In plaats van de last, welke een magneet kan dragen, steeds grooter te maken, kan men dan beter trachten het gewicht van de magneet, die een bepaalde last kan dragen, steeds kleiner te maken. Een voorbeeld voor een dergelijke demonstratie, die in April 1939 ter gelegenheid van het Natuur- en Geneeskundig Congres te Nijmegen is gehouden, is in *fig. 1* weergegeven. Hierbij werd een oude magneet van 10 kg tezamen met de maximale last, welke deze dragen kon (15 kg), opgehangen aan een moderne permanente magneet met bijbehoorend sluitstuk, waarbij het magneetstaal niet meer woog dan 100 gram.

Op den keper beschouwd is het verhoudingsgetal tusschen draagkracht en gewicht ook geen zuivere maatstaf voor de eigenschappen van het magneetstaal, maar blijkt bij een gegeven uitvoeringsvorm en gegeven eigenschappen van de magnetische materialen nog af te hangen van de absolute afmetingen. De kracht, waarmee het sluitstuk van een magneet wordt vastgehouden, is nl. bij gegeven inducties in het ijzercircuit evenredig met het aanrakingsoppervlak tusschen sluitstuk en magneet. Daar de inducties, die in het materiaal optreden,

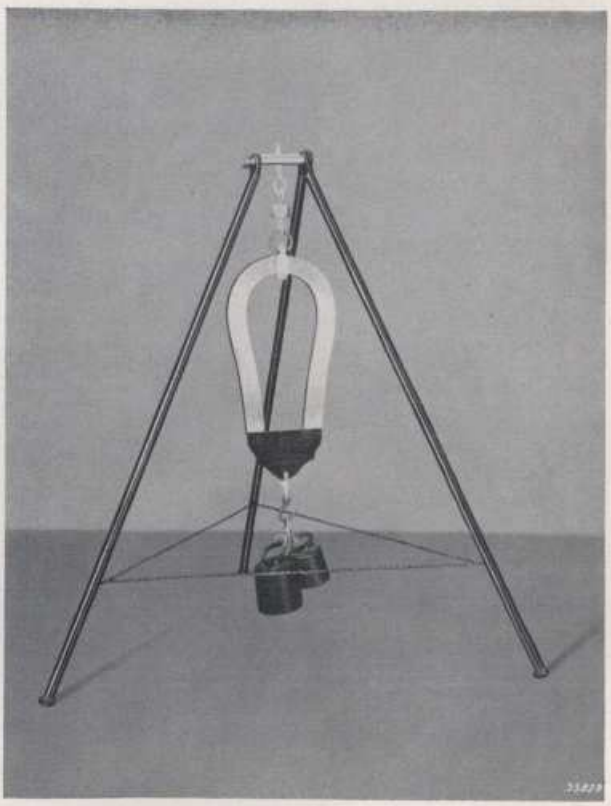


Fig. 1. Demonstratie van de vooruitgang, die op het gebied van de constructie van magneten is bereikt door verbetering van het magneetstaal. Een oude magneet van 10 kg samen met de maximale last, die hij kan dragen (15 kg) hangt aan een moderne luidspreker-magneet, waarvan het staal een gewicht van slechts 100 gram heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bij een gelijkvormige verandering van de afmetingen niet gewijzigd worden, zien we, dat de draagkracht evenredig is met het kwadraat van de afmetingen, terwijl het gewicht met de derde macht van de afmetingen toeneemt.

Het verhoudingsgetal zou dus des te gunstiger worden, naarmate de afmetingen kleiner worden gekozen. Echter is aan het verkleinen van de afmetingen een technische grens gesteld door de nauwkeurigheid, waarmee men de op elkaar sluitende onderdeelen van het magnetische circuit kan bewerken. Zijn de slijpvlakken nl. niet volkomen vlak en glad, dan bevindt zich tusschen de op elkaar sluitende onderdeelen een luchtspleet, die een bepaalde magnetische weerstand heeft. Gebruikt men bijv. voor de poolschoenen een ijzersoort met een permeabiliteit $\mu = 4000$, dan komt de weerstand van een luchtspleet van 1 micron overeen met die van 4 mm week ijzer en het wordt derhalve zeer moeilijk de lengteafmetingen van het ijzercircuit kleiner dan bijv. 1 cm te maken zonder dat

Fig. 2. Een magneet, die 1,65 kg kan dragen en waarvan het stukje magneetstaal slechts 0,47 gram weegt.

de inductie tengevolge van de overgangsweerstand in de luchtspleet dusdanig wordt verlaagd, dat ook de verhouding tusschen draagkracht en gewicht kleiner begint te worden.

Bij bepaalde afmetingen van de magneet zal dus het verhoudingsgetal tusschen draagkracht en gewicht een waarde bereiken, die practisch niet overschreden kan worden en die in eerste instantie toch weer bepaald zal zijn door de kwaliteit van het magneetstaal.

Door toepassen van moderne soorten magneetstaal is het gelukt een magneet te vervaardigen, welke 3500 maal zijn eigen gewicht kan dragen (zie *fig. 2*). De gebruikte staalsoort is „Ticonal 3.8" met een remanentie van 12 000 gauss en een coërcitiefkracht van 550 oersted. De poolschoenen bestaan uit een legeering van 50% cobalt en 50% ijzer. Deze legeering heeft een hoogere magnetische verzadiging dan zuiver ijzer en bereikt bij een veldsterkte van slechts 5 oersted een inductie van 19 000 gauss. Het aanrakingsoppervlak tusschen het sluitstuk en de poolschoenen bedraagt slechts 0,1 cm²; de draagkracht bedraagt 1,65 kg. Daar het gebruikte magneetstaal — een kubus met een ribbe van 4 mm — slechts 0,47 gram weegt, is een verhoudingsgetal van 3500 bereikt.

Het is wellicht interessant na te gaan, hoe bij het ontwerp van dit magneetje te werk werd gegaan.

Constructie van de magneet

De draagkracht van een magneet is gegeven door

$$K = \frac{1}{8\pi}\int B_n^2 \, df,$$

waarbij B_n de component van de magnetische inductie is, die loodrecht staat op het aanrakingsoppervlak tusschen magneet en sluitstuk en df een element van dit oppervlak. Is O het oppervlak, dan vindt men in het geval van een homogene inductie

$$K = \frac{1}{8\pi} B_n^2 \cdot O = \frac{1}{8\pi}\frac{\Phi^2}{O},$$

waarbij Φ de flux van de magneet is. Uit deze formule volgt, dat het bij een gegeven flux van de magneet voordeelig is om de bundel krachtlijnen ter plaatse van het aanrakingsoppervlak zoo sterk mogelijk samen te snoeren.

Om het oppervlak O klein te kunnen maken is het gewenscht voor de poolstukken en het sluitstuk een materiaal te gebruiken, dat een zeer hooge magnetische verzadiging heeft. Zooals gezegd, werd een legeering van cobalt en ijzer toegepast, waarvan de magnetische verzadiging 15% hooger is dan die van zuiver ijzer. Door het materiaal zorgvuldig

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

uit te gloeien kan men bereiken, dat het in een veld van enkele oersted bijna tot de verzadiging wordt gemagnetiseerd.

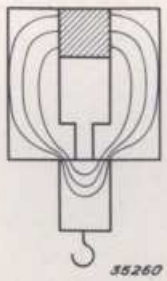


Fig. 3. Principe van de constructie van een magneet met groote draagkracht. Het magneetstaal is gearceerd.

In *fig. 3* is het principe van de constructie weergegeven. Het magnetisch harde materiaal is gearceerd, terwijl het weeke materiaal wit is gelaten. Het aanrakingsoppervlak tusschen de poolschoenen en het sluitstuk is zoo smal mogelijk gemaakt, het moet echter breed genoeg blijven, om practisch de geheele flux door het sluitstuk te doen gaan en niet door de luchtspleet s tusschen de poolschoenen. Deze luchtspleet mag daarbij niet willekeurig breed worden genomen, maar moet zoo smal zijn, dat de magneet bij het aftrekken van het sluitstuk zijn volle sterkte behoudt [1]).

Zijn de afmetingen van de luchtspleet en het aanrakingsoppervlak van het sluitstuk vastgelegd, dan kan men ook de gunstigste afmetingen van het magneetstaal bepalen. De doorsnede moet voldoende groot zijn, om het sluitstuk tot de optimale waarde te magnetiseeren, terwijl de lengte zoo groot moet zijn, dat de remanentie van de magneet bij het aftrekken van het sluitstuk niet te sterk terugvalt. Beide eischen zijn echter, evenals de bovengenoemde gezichtspunten betreffende de dimensioneering van spleet en aanrakingsoppervlak, niet zonder meer in formules uit te drukken, zoodat het niet doenlijk is om de gunstigste afmetingen uit te rekenen. Beter is het om ze langs experimenteele weg te bepalen.

Fig. 4 laat zien, hoe hierbij te werk werd gegaan. Uitgegaan werd van twee rechthoekige stukken cobaltijzer van 4 mm dikte, die door een koperfolie van 0,1 mm dikte werden gescheiden. Deze stukken werden in een raam van V2A-staal geklemd en door middel van een hoogsmeltend soldeer tot een stevig geheel verbonden.

Vervolgens werd daarin een gleuf gefraisd volgens fig. 4*b*. De gunstigste openingshoek van de V-vormig uiteenloopende gleuf werd proefondervindelijk nagegaan en bedraagt ongeveer 60°.

De bovenzijde van de gleuf, welke later het magneetstaal moet opnemen, werd voorloopig afgesloten met een passend stuk V2A-staal om het geheel zorgvuldig te kunnen uitgloeien, zonder dat vervorming kon optreden.

Nu werd het magneetstaal aangebracht (fig. 4*c*) en ter plaatse gemagnetiseerd door het geheel in het veld van een electromagneet te houden. Daarna werd aan de onderzijde de balk van V2A-staal weggeslepen en werd begonnen de trekkracht op sluitstukken van verschillende vorm te bepalen. Bij voldoend groote hoogte van de luchtspleet (koperfolie) is deze aanvankelijk gering. Door nu echter aan de onderzijde steeds meer laagjes af te slijpen (eventueel met tusschentijds uitgloeien

[1]) Is L de lengte van het magnetisch harde materiaal, l de breedte van de spleet, dan ontstaat bij het aftrekken van het sluitstuk in het staal een ontmagnetiseerend veld $H_i = Bl/L$ (zie A. Th. van Urk, Philips techn. T. 5, 33, 1940). l moet zoo klein worden gemaakt, dat dit veld practisch nog geen achteruitgang van de remanentie veroorzaakt.

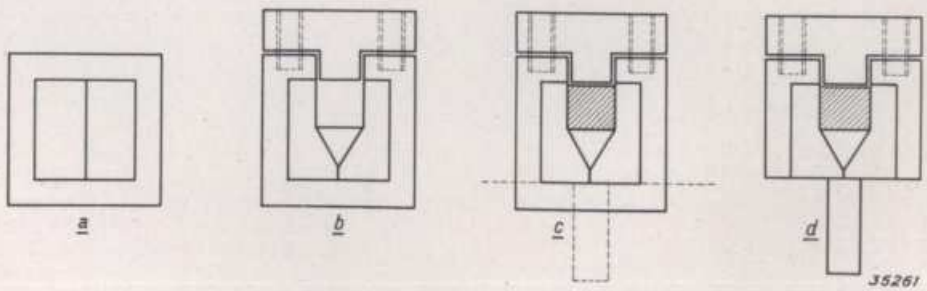


Fig. 4. Vervaardiging van de magneet, die in fig. 2 is afgebeeld:
a) Twee stukken cobaltijzer, gescheiden door een koperfolie, worden gesoldeerd in een raam van V2A-staal.
b) In het werkstuk wordt een gleuf gefraisd, die later het magneetstaal moet opnemen. De gleuf wordt voorloopig afgesloten met een stukje V2A-staal en het geheel wordt spanningsvrij gegloeid.
c) Het stukje magneetstaal wordt ingelegd. Het geheel wordt gemagnetiseerd in het veld van een electromagneet, en met behulp van verschillende sluitstukken wordt de draagkracht bepaald, die verkregen wordt na wegslijpen van de balk van V2A-staal.
d) Aan de onderzijde wordt steeds meer materiaal weggeslepen tot de draagkracht tot een maximum is opgevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

om de spanningen weg te nemen) kan men experimenteel die hoogte van de luchtspleet bepalen, waarbij de trekkracht maximaal is. Fig. 4*d* geeft de uiteindelijk verkregen uitvoeringsvorm.

Zooals uit de figuur te zien is, wordt het stukje magneetstaal in het geheel niet belast. Het kubusje, dat mooi vlak geslepen is, zit zoo los in de gleuf, dat het met een potlood weg te drukken is. Desniettemin is het natuurlijk wel degelijk verantwoordelijk voor de flux, die de kracht tusschen de poolschoenen en het sluitstuk veroorzaakt.

Het verkregen verhoudingsgetal van 3500 tusschen draagkracht en gewicht zou eenige jaren geleden ongetwijfeld nog als onbereikbaar hebben gegolden. De proeven, die bij de ontwikkeling van de beschreven magneet werden verricht, vestigen echter de indruk, dat het verkregen resultaat geenszins een bovenste grens vormt en dat bij voortzetting van het onderzoek ook nog wel het dubbele te bereiken zou zijn[2]). Hoewel de constructie en het materiaal van de poolschoenen bij het verkrijgen van dit gunstige resultaat in belangrijke mate meewerken, kan men toch zeggen, dat de vooruitgang, die in de laatste jaren mogelijk is geworden, hoofdzakelijk te danken is aan de verbetering van het magneetstaal. Een eenvoudige schatting leert, dat men bij gelijke zorgvuldigheid van de constructie met een koolstofstaal minder dan het tiende deel zou bereiken van het met het moderne staal verkregen verhoudingsgetal.

[2]) Inderdaad werd inmiddels met een andere constructie een verhoudingsgetal 5000 verkregen. Ook de absolute draagkracht was hierbij aanzienlijk grooter, nl. 65 kg, bij een gewicht van de magneetstaal van slechts 13 gram.

TECHNISCHE TEMPERATUURMETING MET THERMO-ELEMENTEN

536.53

Wel haast iedere technisch toegepaste legeering wordt tegenwoordig bij de bereiding of verwerking onderworpen aan een zorgvuldig uitgewerkte warmtebehandeling, welke ten doel heeft, de mechanische, magnetische of andere eigenschappen van het materiaal op bepaalde wijze te beïnvloeden. Een dergelijke warmtebehandeling bestaat daarin, dat men het metaal achtereenvolgens gedurende bepaalde tijden op bepaalde, min of meer nauwkeurig voorgeschreven temperaturen brengt. De hulpmiddelen, waarmee dit wordt bewerkstelligd, laten wij hier in het midden, wel echter willen we even de aandacht van den lezer vestigen op het probleem, hoe deze temperaturen worden gecontroleerd.

Waar het hier in het algemeen om vrij hooge temperaturen gaat, bijv. in het gebied van 500 of 1000 °C, en waar voor een dergelijk technisch doel een snelle en eenvoudige meting vereischt wordt, is het aangewezen hulpmiddel het thermo-element. De thermospanning tusschen de twee contactmetalen, waarvan het laschpunt op de te bepalen temperatuur wordt gebracht, wordt gemeten met behulp van een galvanometer, die niet eens bijzonder gevoelig behoeft te zijn, aangezien bij temperaturen van bijv. 500 °C met geschikt gekozen contactmetalen (bijv. chromel-alumel) thermospanningen van 20 mV en meer verkregen worden. Het meetinstrument kan registreerend worden ingericht, zoodat een doorloopende contrôle op de geheele warmtebehandeling mogelijk is.

Hetgeen men bij een dergelijke thermo-electrische meting bepaalt, zijn in feite niet temperaturen, maar temperatuurverschillen. Er moet immers, hoe dan ook, steeds een gesloten stroomkring worden gevormd, dwz. de twee contactmetalen komen niet alleen op de laschplaats, maar ook nog op een tweede plaats in contact (eventueel indirect, via één of meer tusschenmetalen, zie hieronder). In dit tweede, „koude" contactpunt treedt een tegengestelde thermo-EMK op, die afhangt van de temperatuur van dit punt. De gemeten EMK is het verschil der beide EMK's en hangt dus af van het verschil der temperaturen van de twee contactpunten. Wil men het aanwijzende instrument rechtstreeks in temperatuurwaarden ijken, dan *moet de tweede contactplaats op een bepaalde constante temperatuur gehouden worden.*

Hoe kan men nu aan deze voorwaarde voldoen? De luchttemperatuur is bij lange na niet constant genoeg, daar in vele gevallen de temperatuur op enkele graden nauwkeurig bepaald moet worden. In het laboratorium is men gewend, kunstmatig een constante temperatuur te scheppen door middel van smeltend ijs; voor doorloopende metingen zou deze methode echter te kostbaar zijn. In plaats hiervan kan men ook wel gebruik maken van het feit, dat stroomend leidingwater 's zomers en 's winters een slechts weinig uiteenloopende temperatuur bezit. Tot een nog eenvoudiger methode komt men echter, wanneer men zich reali-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

seert, waarop het zoojuist vermelde feit berust: het buizensysteem van de waterleiding ligt in hoofdzaak ondergronds, en het water neemt de temperatuur aan van de bodem, waardoor het stroomt. Deze bodemtemperatuur is min of meer constant (onafhankelijk van de luchttemperatuur). Het ligt dus voor de hand om de koude contactplaats der thermo-elementen op de gewenschte constante temperatuur te houden door haar op eenige diepte in de grond onder te brengen. Deze methode wordt inderdaad in de Philipsfabrieken gevolgd.

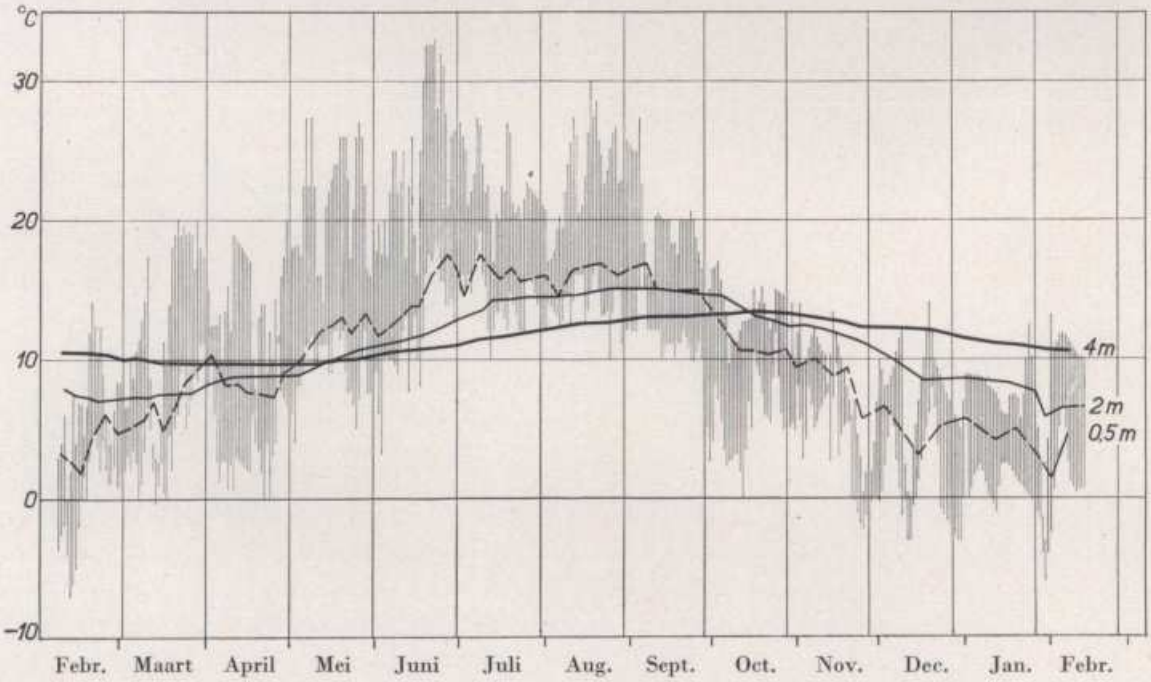


Fig. 1. Verloop der bodemtemperatuur op verschillende diepten, gedurende een jaar. Ter vergelijking is het gebied tusschen de dagelijks gemeten minimale en maximale luchttemperaturen gearceerd aangegeven. Met toenemende diepte wordt de amplitude der jaarlijksche temperatuurschommeling kleiner, terwijl deze tevens een faseverschuiving vertoont.

Het is duidelijk, dat de bovenste bodemlaag de temperatuurschommelingen van de lucht tot op zekere hoogte — of liever, tot op zekere diepte — nog zal meemaken. Om te weten te komen, van welke diepte af de bodemtemperatuur practisch niet meer met de tijd varieert, is gedurende lange tijd de temperatuur op het terrein van dit laboratorium op verschillende diepten gemeten. Hiervoor waren een reeks nauwe pijpen van diverse lengten in de grond geslagen. Tot onderin elke pijp was een gewone kwikthermometer neergelaten, die in een koperblok was gemonteerd. Dank zij de groote warmtecapaciteit van het koperblok kon bij het dagelijksche ophalen en aflezen der thermometers geen noemenswaardige fout insluipen. In *fig. 1* is het zoo gemeten verloop der temperatuur op 0,5 m, 2 m en 4 m diepte weergegeven, terwijl het gebied, waarin de luchttemperatuur zich bewoog, gearceerd is aangegeven. Uit de figuur blijkt duidelijk, hoe met toenemende diepte de variaties van de bodemtemperatuur kleiner worden, en bovendien — een interessant, overigens reeds lang bekend verschijnsel —, dat de halfjaarlijksche temperatuurmaxima en -minima een zekere, met de diepte toenemende verschuiving vertoonen ten opzichte van het temperatuurverloop aan de aardoppervlakte. Deze faseverschuiving, die op het vertraagd indringen van de zonnewarmte tengevolge van de slechte warmtegeleiding van de grond wijst, bedraagt op 4 m diepte reeds ongeveer drie maanden. Uit proeven van andere onderzoekers is gebleken, dat op een diepte van ca. 8 m de faseverschuiving $^1/_2$ jaar is, zoodat daar de hoogste temperatuur in December optreedt en in Juni de laagste.

Ons interesseeren hier in hoofdzaak de maximale temperatuurvariaties. Deze zijn in *fig. 2* als functie van de diepte uitgezet. De gestippelde kromme geeft metingen van Tait in Edinburgh weer, die in een geheel andere bodemsoort zijn verricht. De conclusie uit de meetresultaten is, dat men in het algemeen met een diepte van 4 m kan volstaan, waarbij men desnoods gedurende de maanden Maart-Mei een positieve, in de maanden September en October een negatieve correctie van 2° in de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ijking van de termo-elementen kan aanbrengen. Onder gebouwen zijn de temperatuurvariaties nog kleiner dan bij de hier beschreven, buiten verrichte metingen.

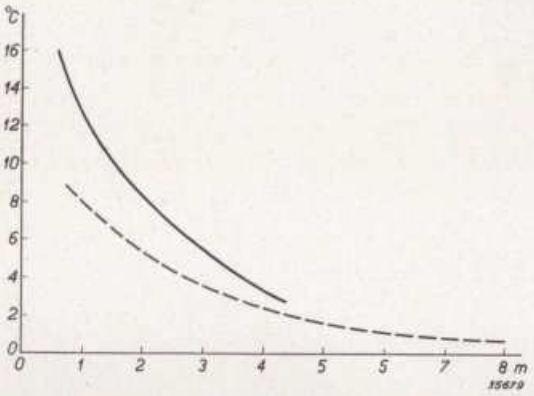


Fig. 2. Het maximale, in de loop van een jaar optredende temperatuurverschil als functie van de diepte. De getrokken kromme heeft betrekking op onze in Eindhoven verrichte metingen (zandgrond), de gestippelde geeft meetresultaten van Tait weer (Edinburgh, porfiergesteente).

Bij de practische toepassing der methode is het een minder aangename consequentie, dat men de draden van het thermoelement zeer lang zou moeten maken, om de koude contactplaats op de vereischte diepte in de grond te brengen. Dit is vooral onaangenaam, wanneer de meting van de EMK, zooals in het algemeen bij technische metingen, niet volgens een compensatiemethode wordt uitgevoerd. De voor het thermo-element gebruikte legeeringen hebben nl. veelal een vrij groote soortelijke electrische weerstand, zoodat bij groote draadlengten de aanwijzing van de galvanometer merkbaar anders wordt, dan wanneer alleen de weerstand van de galvanometer in de kring geschakeld was. De chromel-alumel-elementen bijv. hebben bij een draaddikte van 2,3 mm een weerstand van 0,23 ohm per meter lengte van het dradenpaar.

Men kan hierin verbetering brengen door het toepassen van een zg. compensatieleiding. Deze bestaat uit twee metalen, die een kleinere electrische weerstand bezitten dan de contactmetalen van het thermo-element en die thermo-electrisch daarmee gelijkwaardig zijn, dwz. dezelfde thermo-EMK leveren, zonder dat zij echter dezelfde groote warmtebestendigheid behoeven te hebben. In *fig. 3* is aangegeven, hoe de compensatieleiding wordt aangebracht. Duiden we de thermo-EMK tusschen twee willekeurige metalen P en Q, waarvan het contactpunt de temperatuur τ heeft, aan met E^{τ}_{PQ} (wat dan $= -E^{\tau}_{QP}$), dan is de totale thermo-EMK in de keten van fig. 3:

$$E = E^{t}_{AB} + E^{x}_{BC} + E^{\Theta}_{CD} + E^{x}_{DA} \quad . \quad . \quad (1)$$

waarbij t de te bepalen temperatuur is, Θ de constante bodemtemperatuur en x de onbekende en varieerende luchttemperatuur, waarop zich de aansluitplaatsen der compensatieleiding bevinden. Aangezien in het geval $t = \Theta = x$ de totale thermo-EMK nul wordt, is:

$$E^{x}_{AB} + E^{x}_{BC} + E^{x}_{CD} + E^{x}_{DA} = 0.$$

Dus wordt verg. (1):

$$E = E^{t}_{AB} - E^{\Theta}_{DC} + \left(E^{x}_{DC} - E^{x}_{AB}\right) \quad . \quad (2)$$

Gemeten wordt dus inderdaad, op een constante na, de gewenschte thermo-EMK E^{t}_{AB}, wanneer de uitdrukking in haakjes, die met x varieert, voor alle in aanmerking komende luchttemperaturen x verdwijnt, dwz. wanneer in dit gebied het metalenpaar DC thermo-electrisch gelijkwaardig is met het paar AB.

De chromel-alumel-elementen leveren in het temperatuurgebied, waarin x kan liggen, d.i. tusschen ongeveer 0 en 50 °C, een thermo-EMK van 0,0406 mV/°C. Als goed geleidende compensatieleiding kan men hierbij de combinatie constantaan-koper gebruiken. Voor een bepaald soort constantaandraad (de eigenschappen van constantaan loopen naar gelang van de herkomst een weinig uiteen), gecombineerd met normale electrolytische koperdraad, vonden we een thermo-EMK van 0,410 mV/°C, hetgeen zeer goed met de waarde voor chromel-alumel overeenstemt. De weerstand van de compensatie-leiding bedroeg bij 2,5 mm draaddikte ongeveer 0,1 ohm per m, is dus ca. $2^{1}/_{2}$ maal zoo klein als die van de chromel-alumel draden.

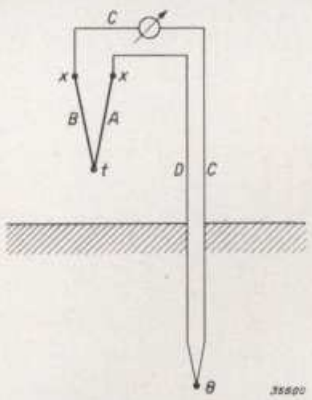


Fig. 3. Opdat we de draden AB van het thermo-element niet zeer lang behoeven te maken, wordt hierop een compensatieleiding uit twee (thermo-electrisch gelijkwaardige) metalen C en D aangesloten, waarvan de laschplaats op de constante bodemtemperatuur Θ wordt gebracht. t is de te bepalen temperatuur, x de luchttemperatuur, waarop de aansluitplaatsen der compensatieleiding zich bevinden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKNN

1485: F. A. Kröger: Luminescence and absorption of solid solutions in the ternary system ZnS-CdS-MnS (Physica **7**, 92-100, Jan. 1940).

Het systeem der mengkristallen ZnS-CdS-MnS vertoont een fundamenteel absorptiegebied en een systeem van banden. Dit laatste is karakteristiek voor mangaan en practisch onafhankelijk van de samenstelling der mengkristallen. Het fundamenteele absorptiegebied bestaat uit twee absorptiebanden. De eerste band wordt gevonden in ZnS en CdS, de tweede in MnS.

Bij kamertemperatuur vertoonen alle ternaire mengkristallen emissie in een band, die toe te schrijven is aan het rooster. De golflengte van het maximum van deze banden hangt af van de samenstelling der mengkristallen en verandert van blauw bij zuiver ZnS tot infrarood bij zuiver CdS.

Bij —180 °C zijn behalve de beschreven emissiebanden andere aanwezig, die karakteristiek zijn voor mangaan.

Onverhitte door copraecipitatie verkregen ZnS-MnS mengkristallen vertoonen fotoluminescentie in dezelfde emissiebanden, welke men ook waarneemt bij fosforen, die bij hooge temperaturen zijn vervaardigd.

1486: F. M. Penning and J. H. A. Moubis: Cathode sputtering in a magnetic field (Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. A'dam **43**, 41-56, Jan. 1940).

Het verstuiven van een metaaloppervlak is het gevolg van het vrijmaken van een of meer metaalatomen door de botsing van een ion tegen het oppervlak. Het elementair-proces kan worden gekenmerkt door de coëfficient $\vartheta_0(V_p)$ die aangeeft, hoeveel metaalatomen er door één ion van bepaalde energie V_p worden vrijgemaakt (inclusief de weer terugkeerende). Voor een directe meting van $\vartheta_0(V_p)$ is noodig, dat de gasdruk zeer laag is, zoodat de ionen niet door botsingen met gasatomen vertraagd worden en er evenmin verstoven metaalatomen naar het metaaloppervlak terugkeeren. Metingen bij zoo lage druk zijn in een zelfstandige gasontlading mogelijk, indien men bij een geschikt gekozen electrodenopstelling een magneetveld van bepaalde richting en sterkte toepast. Uit metingen met behulp van deze kunstgreep volgde voor ϑ_0 bij argonionen en koper een waarde van 1,7, bij argonionen en aluminium een waarde van 0,7 (beide voor een ionenenergie van 500 V). Verder werden nog voorloopige metingen gedaan voor argon- en waterstofionen bij nikkel en zilver. Voor $500 < V_p < 1400$ volt bleek ϑ_0 ongeveer evenredig met V_p, zoodat dan voor het vrijmaken van één atoom een bepaalde energie V_p/ϑ_0 noodig is. De minimale energie, noodig voor het vrijmaken van een atoom, is de atomaire verdampingswarmte W. We kunnen dus het rendement voor verstuiving definieeren als $\varepsilon = W/(V_p/\vartheta_0)$. Deze ε blijkt in overeenstemming met vroegere bepalingen van de orde van 1 percent en kleiner.

1487: J. F. Schouten: Diffraction of light by sound film of the variable width type (Physica **7**, 101-121, Febr. 1940).

Bij buiging van licht door strooken geluidsfilm ontstaan buigingspatronen, welke als een tweedimensionale Fourieranalyse van de filmstrook zijn te beschouwen. Bij zuiver sinusvormige modulatie bevat de intensiteitsverdeeling in het patroon alle Besselfuncties van geheele orde. Op een lijn in het spectrum evenwijdig aan de lengteas van de film levert het spectrum de exacte Fourieranalyse van het op de film gemoduleerde geluid. De vergelijking met de gebruikelijke optische tralies brengt voor deze patronen verschillende eigenschappen aan het licht, waarop wordt ingegaan. De optredende lijnverbreeding is toe te schrijven aan de eindige lengte van de filmstrook. Tenslotte worden de toepassingsmogelijkheden van deze verschijnselen in het kort besproken.

1488: M. J. O. Strutt und K. S. Knol: Widerstandsmessungen von Eisendrähten im Frequenzgebiet von 10^7 bis $3 \cdot 10^8$ Hz (Physica **7**, 145-154, Febr. 1940).

Reeds vroeger zijn de weerstanden van ijzerdraden bepaald in het gebied van 10^6 - 10^7 Hz, teneinde bepaalde anomalieën, die door anderen in dit gebied gevonden werden, te onderzoeken; bij dit onderzoek zijn geen anomalieën gevonden. De beschreven metingen geven een uitbreiding tot $3 \cdot 10^8$ Hz. Drie draden van 20-40 micron werden gebruikt. De meetmethode en de uitkomsten, bij kamertemperatuur, evenals bij de temperatuur van vloeibare zuurstof (—183 °C), worden beschreven. De metingen bij kamertemperatuur leverden weer geen anomalieën op; de metingen bij —183 °C vertoonden een geleidelijke afname van de permeabiliteit met toenemende frequentie. Met behulp van de theorie van Maxwell wordt aangetoond, dat men bij kamertemperatuur dezelfde verande-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ring van de permeabiliteit bij een 5 à 6 maal zoo hooge frequentie zou moeten verwachten. Tenslotte worden de mogelijke oorzaken van dit verschijnsel besproken.

1489: J. van Slooten: Input capacitance of a triode oscillator (Wireless Eng. **17**, 13-15, Jan. 1940).

Op algemeene wijze wordt aangetoond, dat de ingangscapaciteit van een triode-oscillator met roostercondensator en lekweerstand met toenemende anodespanning afneemt. De waarde van deze capaciteitswijziging wordt berekend en blijkt in overeenstemming met de proeven te zijn.

1490: H. C. Hamaker and E. J. C. Verwey: The role of the forces between the particles in electrodeposition and other phenomena (Trans. Far. Soc. **36**, 180-185, Jan. 1940).

Het onderzoek van de vorming van een deklaag door electroforese uit suspensies in organische media toonde een parallelisme tusschen deze laagafzetting en de vorming van een sediment door bezinking. Dit doet vermoeden, dat het electroneerslag slechts een mechanisch probleem is, waarbij de electrische aard van het verschijnsel van secundair belang is; hierdoor wordt alleen een kracht geleverd, welke de deeltjes naar de electrode drijft en ze er tegenaan drukt.

Hiervan uitgaande wordt het proces van de laagafzetting geanalyseerd met behulp van potentiaalkrommen. Twee soorten krommen zijn in staat, de verschijnselen te beschrijven. De vorming van een deklaag in deze twee gevallen wordt in detail besproken. Ze zou moeten leiden tot eenigszins verschillende eigenschappen van de laag, maar in het geval der onderzochte suspensies zijn de waargenomen verschillen niet voldoend uitgesproken om tusschen de theoretische mogelijkheden te onderscheiden.

1491: H. C. Hamaker: The influence of particle size on the physical behaviour of colloidal systems (Trans. Far. Soc. **36**, 186-192, Jan. 1940).

Algemeen wordt aangenomen, dat het verschil tusschen suspensies en colloidale oplossingen slechts een verschil in deeltjes-grootte is. Inderdaad zal de deeltjes-grootte een zeer belangrijke factor zijn. Immers, vele eigenschappen van een sol hangen af van de verhouding der krachten van verschillende aard, die op de deeltjes werken. Elk van deze krachten zal zelfstandig met de deeltjes-grootte veranderen, zoodat hun verhouding in belangrijke mate zal afhangen van de deeltjes-grootte. De verschillende krachten, die een rol spelen voor de laagafzetting, en hun afhankelijkheid van de deeltjesgrootte, worden besproken en op grond daarvan wordt het gedrag van colloidale systemen onder invloed van de zwaartekracht en in een centrifuge behandeld. Het is te verwachten, dat waarnemingen over de eigenschappen van een neerslag, dat door centrifugeering is verkregen, waardevolle inlichtingen over de potentiaalkrommen, die in een sol bestaan, zal kunnen leveren.

1492: E. J. W. Verwey: Electrical double layer and stability of emulsions (Trans. Far. Soc. **36**, 192-203, Jan. 1940).

Besproken wordt, waarom een stabiele emulsie nooit kan worden verkregen zonder een speciale emulgator. Aangenomen wordt, dat de grensvlakte-potentiaal ontstaat door het ionenverdeelingsevenwicht van electrolyten in de twee vloeibare systemen. Daar de lading aan beide zijden van de dubbellaag een door thermische beweging bepaalde uitgebreidheid bezit, wordt de electrokinetische potentiaal hierdoor reeds lager. Bovendien is deze uitgebreidheid meestal zoo groot, dat de dubbellaag zich in geconcentreerde emulsies of bij kleine droppeltjes niet volledig kan vormen. Emulgatoren herstellen in het geval van een dubbellaag nu de noodzakelijke voorwaarden, die op de grens van de vloeistof en de vaste stof moeten bestaan om de noodige hooge waarde van de potentiaal te verkrijgen.

1493: H. C. Hamaker: Formation of a deposit by electrophoresis (Trans. Far. Soc. **36**, 279-287, Jan. 1940).

Het is mogelijk, uit suspensies in bepaalde organische vloeistoffen door electroforese een deklaag van het gesuspendeerde materiaal aan te brengen. De experimenteele gezichtspunten van dit verschijnsel worden besproken. Met zekere beperkingen is de neergeslagen hoeveelheid evenredig met de tijd, het oppervlak van de electrode, het electrische veld en de concentratie.

Bij lage spanningen, korte tijden en te lage concentratie neemt men afwijkingen van deze eenvoudige wet waar. De waargenomen afwijkingen kunnen worden begrepen uit theoretische beschouwingen. Tenslotte wordt een eenvoudige methode aangegeven om de dichtheid der lagen te bestudeeren, en worden waarnemingen, die volgens deze methode zijn gedaan, medegedeeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!